PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1907. Redaktionsschluß für No. 15 am 22. Juli 1907. 8. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

St. Meyer u. E. v. Schweidler, Bemerkung zu einer Notiz des Herrn H. W. Schmidt betreffend RaE_1 und RaE_2. S. 457.

St. Meyer u. E. v. Schweidler, Über die Zerfallskonstante von Radium *D*. S. 457.

R. v. Hirsch, Versuche über den Zusammenhang zwischen Druck und Spannung bei der Erzeugung von Kathodenstrahlen. S. 461.

L. Puccianti, Elektrische und optische Untersuchungen über den Wechselstrombogen. S. 463.

H. Th. Simon, Über den Lichtbogen bei kleinen Stromstärken. S. 471.

E. Grimsehl, Demonstrations-Apparate für elektrische Schwingungen. S. 481.

M. Toepler, Die Vergrößerung der Schlagweite elektrischer Funken. S. 486.

F. Paschen, Über Temperaturstrahlung. S. 487.

Besprechungen:

A. Wangerin, F. Neumann und sein Wirken als Forscher und Lehrer. S. 487.

H. S. Carslaw, Einführung in die Theorie der Fourierschen Serien und Integrale und die mathematische Theorie der Wärmeleitung. S. 488.

A. Toepler, Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode. S. 488.

A. Toepler, Beobachtungen nach der Schlierenmethode. S. 488.

Briefkasten. S. 488.

Personalien. S. 488.

Gesuche. S. 488.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bemerkung zu einer Notiz des Herrn H. W. Schmidt betreffend RaE_1 und RaE_2.

Von Stefan Meyer und Egon v. Schweidler.

In seiner Abhandlung: „Einige Versuche mit β-Strahlen von Radium *E*“ [1]) spricht H. W. Schmidt von der Möglichkeit, die von uns durch die Existenz zweier Phasen RaE_1 und RaE_2 erklärten Erscheinungen [2]) dadurch zu deuten, daß den Präparaten *RaE* geringe Mengen von *RaD* beigemengt wären und dadurch der Abfall (Halbierungskonstante = 4,8 Tage) scheinbar bis zu $HC = 6{,}5$ Tage verlangsamt sei.

Aus dem von uns l. c. angegebenen Zahlenmaterial geht aber hervor, daß diese Annahme durchaus unzulässig ist.

Der Abfall der Aktivität von *RaE* wurde in verschiedenen (8) Versuchsreihen durch einen Zeitraum von 45 bis 56 Tagen verfolgt. Nachdem von der zur Zeit t beobachteten Strahlung $\mathcal{J}_t$ der am Ende der Beobachtungsreihe gemessene Wert $\mathcal{J}$ abgezogen, und somit der zeitliche Verlauf von $\mathcal{J}_t - \mathcal{J}$ berechnet wurde, ist der Einfluß von Beimengungen, die eine konstante Strahlung besitzen (*RaD* und damit im Gleichgewicht befindliches *RaE*, eventuell sonstige aktive Produkte) ausgeschaltet.

Mit Rücksicht darauf, daß der Endwert nach Verlauf von ca. 60 Tagen noch nicht völlig erreicht ist, ist die angebrachte Korrektur eher ein wenig zu groß (d. h. die Halbierungskonstante zu klein) als umgekehrt.

Ferner sei nochmals auf die Resultate Rutherfords [1]) verwiesen, der aus dem Anstieg der β-Aktivität die Halbierungskonstante 6 Tage, aus dem Abfall (nach Glühen) aber 4,5 Tage erhielt. Eine Anomalie im Anstiege wäre durch die Anwesenheit von *RaD* nicht erklärbar, während die Annahme von zwei sukzessiven Produkten RaE_1, und RaE_2 diese Erscheinung verständlich macht.

1) Phil. Mag. **10**, 293, 1905.

Wien, 6. Juni 1907.

(Eingegangen 9. Juni 1907.)

1) Diese Zeitschr. **8**, 365, 1907.

2) Wiener Sitzungsber. **115**, IIa, 697, 1906.

Über die Zerfallskonstante von Radium *D*. [1])

Von Stefan Meyer und Egon v. Schweidler.

Über die Zerfallsgeschwindigkeit von Radium *D*, des primären Bestandteiles des Radiobleis, liegen bisher nur spärliche Angaben vor. E. Rutherford [2]) fand aus dem Vergleiche der β-Strahlung von Radium *C* mit derjenigen von *RaE* (eigentlich RaE_2) für die Halbierungskonstante des *RaD* ca. 40 Jahre, ein Wert, an dem er noch in neuester Zeit [3]) keine Änderung angebracht hat. Wir fanden [4]) aus dem Vergleiche der α-Strahlung von *RaC* mit derjenigen von Polonium (*RaF*) den niedrigeren Wert von ca. 24 Jahren, der bei Berücksichtigung der verschiedenen ionisierenden Wirkung der beiden Strahlenarten noch zu verkleinern gewesen wäre. Da aber die Versuchsbedingungen

1) Auszug aus: Untersuchungen über radioaktive Substanzen, X. Mitteilung. Wiener Sitzungsber. **116**, IIa, 701, 1907.

2) E. Rutherford, Radioactivity, 2. Aufl., S. 405 und 409, 1905; Phil. Mag. (6) **8**, 641, 1904.

3) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **13**, 112, 1907.

4) St. Meyer und E. v. Schweidler, Wiener Sitzungsber. **115**, IIa, 709, 1906.

für diese Bestimmungen nicht gut vergleichbar waren, maßen wir unserer Zahl kein entscheidendes Gewicht bei.

Wir sahen uns jedoch dadurch veranlaßt, der Frage weiter nachzugehen, um unmittelbar nach beiden Methoden (Verhältnis der α-Strahlungen und Verhältnis der β-Strahlungen) direkt vergleichbare Resultate zu erhalten.

Theorie der Versuche.

In einem abgeschlossenen Raume, dessen Gehalt an Radiumemanation konstant sei, werde ein Körper durch eine Zeit Δ aufbewahrt, dann aus diesem Raume entfernt und auf seine Aktivität geprüft. Bereits wenige Stunden nach dem Beginne der Expositionszeit befindet sich auf der Oberfläche des Körpers eine Menge von RaC, die mit C_0 bezeichnet werden soll und die weiterhin bis zum Herausnehmen des Körpers aus dem emanationshaltigen Raume konstant bleibt.

Bezeichnet τ die mittlere Lebensdauer des nächstfolgenden Umwandlungproduktes, RaD, so ist inzwischen eine Menge von RaD gebildet worden, die gegeben ist durch

$$D_\Delta = D_\infty\left(1 - e^{-\frac{\Delta}{\tau}}\right) = \text{annähernd } D_\infty \frac{\Delta}{\tau},$$

wenn Δ klein gegen τ ist. [Die Abweichung des Näherungswertes ist von der Größenordnung $\left(\frac{\Delta}{\tau}\right)^2$.] D_∞ bezeichnet dabei jene Menge von RaD, die bei unendlich langer Expositionszeit gebildet würde, also mit der Menge C_0 von Radium C im radioaktiven Gleichgewicht steht.

Ist Δ zugleich groß gegen die mittlere Lebensdauer von RaE (beziehungsweise RaE_1 und RaE_2), so kann die Menge dieses Produktes E_Δ, die sich in der Zeit Δ gebildet hat, aufgefaßt werden, als mit der Menge D_Δ im Gleichgewicht stehend. Bezeichnet man weiter mit E_∞ jene Menge, die mit D_∞ und daher auch mit C_0 im Gleichgewichte stehen würde, so ist

$$E_\Delta = \frac{\Delta}{\tau} E_\infty.$$

Für Polonium (RaF) ist infolge seines langsameren Zerfalles eine analoge Annahme nicht mehr zulässig. Zur Zeit Δ ist eine Menge F_Δ' gebildet, die gegeben ist durch die Formel

$$F_\Delta' = F_\Delta\left(1 - \frac{1 - e^{-\lambda\Delta}}{\lambda\Delta}\right).$$

Hierin ist wieder F_Δ jene Menge, die mit D_Δ im Gleichgewicht stünde; λ die Zerfallskonstante von Polonium (RaF). [Für die Halbierungskonstante des Poloniums $HC = 138{,}6$ Tage, die dem gefundenen Mittelwerte sehr nahe liegt[1]), wird λ gerade gleich $5{,}00 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{Tage}}$.]

Man erhält diese Formel, indem man unter Vernachlässigung der kurzlebigen Zwischenphasen RaE_1 und RaE_2, die aus der nahezu linear ansteigenden Menge $D_t = \frac{D_\infty}{\Delta} t$ gebildete Menge F' gleichsetzt:

$$F_\Delta' = \int_0^\Delta a \frac{D_\Delta t}{\Delta} \cdot e^{-\lambda(\Delta - t)} \cdot dt$$

und

$$F_\Delta = \frac{a}{\lambda} D_\Delta.$$

Jene Menge, die mit D_∞ und C_0 Null im Gleichgewicht steht, ist dann

$$\frac{\tau}{\Delta} F_\Delta = F_\infty.$$

Es sind also C_0, D_∞, E_∞ und F_∞ die Mengen der aufeinander folgenden Zerfallsprodukte, die im Verhältnisse des radioaktiven Gleichgewichtes stehen würden.

Tatsächlich sind am Ende der Expositionszeit Δ vorhanden die Mengen:

von Radium C . . . . C_0

„ Radium D . . . . $D_\Delta = \frac{\Delta}{\tau} D_\infty$

„ Radium E . . . . $E_\Delta = \frac{\Delta}{\tau} E_\infty$

„ Radium F . . . . $F_\Delta' = \frac{\Delta}{\tau} F_\infty\left(1 - \frac{1 - e^{-\lambda\Delta}}{\lambda\Delta}\right)$.

Nach Beendigung der Expositionszeit Δ sinkt dann die Menge von RaC ab nach der Curie-Danneschen Formel, D und damit E bleiben praktisch konstant, F steigt infolge Nacherzeugung noch langsam an.

Geht man von der vereinfachten Annahme aus, daß die verschiedenen radioaktiven Substanzen für den Zerfall jedes Atoms bei gleicher Strahlenart (α- respektive β-Strahlung) die gleiche ionisierende Wirkung hervorbringen, mit anderen Worten, daß die verschiedenen Umwandlungsprodukte im radioaktiven Gleichgewichte die gleiche Strahlungsintensität $\mathcal{J}$ besitzen, so folgt aus obigen Formeln:

$$\mathcal{J}_\beta(C_0) = \frac{\tau}{\Delta} \mathcal{J}_\beta(E_\Delta) \quad \text{oder} \quad \tau = \Delta \frac{\mathcal{J}_\beta(C_0)}{\mathcal{J}_\beta(E_\Delta)}$$

und

$$\mathcal{J}_\alpha(C_0) = \frac{\tau}{\Delta} \mathcal{J}_\alpha(F_\Delta) \quad \text{oder} \quad \tau = \Delta \frac{\mathcal{J}_\alpha(C_0)}{\mathcal{J}_\alpha(F_\Delta)}.$$

Berücksichtigt man aber, daß je ein α- bezw. β-Partikel, je nach der Anfangsgeschwindigkeit, die bei den verschiedenen Substanzen ver-

1) Vergl. St. Meyer und E. v. Schweidler, Jahrb. der Radioaktivität und Elektronik 3, 394, 1906.

schieden ist, auch eine verschiedene Anzahl von Ionen erzeugt, so gehen die Formeln über in:

$$\tau = \Delta \frac{\mathcal{J}_\beta(C) \cdot k(\beta, E)}{\mathcal{J}_\beta(E) \cdot k(\beta, C)} = \Delta \frac{\mathcal{J}_\alpha(C) \cdot k(\alpha, F)}{\mathcal{J}_\alpha(F) \cdot k(\alpha, C)},$$

wobei k die Anzahl der Ionen bezeichnet, die je ein Partikel (α oder β) der betreffenden Substanz im Versuchsraume erzeugt. $\frac{\mathcal{J}}{k}$ ist dann die Anzahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Atome.

Für die α-Strahlung läßt sich nun diese Korrektur leicht durchführen, wenn man dem Versuchsraum, in dem die ionisierende Wirkung der Strahlen gemessen wird, derartige Dimensionen gibt, daß die α-Strahlen vollkommen in der Luft absorbiert werden. Aus der von Mc. Clung[1]) angegebenen Kurve für die Ionisierungsstärke der α-Strahlen des *RaC* (range = ca. 7 cm) in verschiedener Entfernung von der strahlenden Oberfläche und der übereinstimmenden Angabe verschiedener Autoren, daß der range der Poloniumstrahlen 4 cm betrage, berechnet sich auf graphischem Wege das Verhältnis:

$$\frac{k(\alpha, F)}{k(\alpha, C)} = \frac{16{,}0}{26{,}1} = 0{,}613.$$

Der nach der ersten vereinfachten Methode gefundene Wert wird also hier durch die Anwendung der exakteren Formel verkleinert.

Bei der β-Strahlung dagegen ist diese Rechnung praktisch kaum durchführbar. Da nämlich die β-Strahlung im Versuchsraume nur teilweise absorbiert wird, ist k abhängig von den Dimensionen dieses Raumes und bei gegebenen Dimensionen, falls diese nicht sehr groß sind, größer für eine weiche als für eine harte β-Strahlung. Da nun *RaE* eine relativ sehr weiche, hingegen *RaC* eine harte β-Strahlung aussendet, wird die exaktere Formel zu einem höheren Werte der mittleren Lebensdauer führen, als die vereinfachte erste Formel. Eine genauere Berechnung des Verhältnisses der beiden k scheitert aber daran, daß die β-Strahlung von *RaC* nicht homogen ist, also keinen definierten Absorptionskoeffizienten besitzt. Ferner ist zu berücksichtigen, daß an der beobachteten ionisierenden Wirkung auch die an den Wänden des Versuchsgefäßes durch die β-Strahlung erzeugten Sekundärstrahlen in einem nicht abschätzbaren Betrage beteiligt sind, endlich daß nach den neueren Untersuchungen die β-Strahlung von *RaB* nicht vollkommen vernachlässigt werden darf.

Aus diesen Überlegungen ergibt sich von vornherein, daß die auf die Messung der α-Strahlen von *RaC* und *RaF* gegründete Berechnung zu verläßlicheren Werten für die mittlere Lebensdauer von *RaD* führt, als diejenige, die auf die Messung der β-Strahlen von *RaC* und *RaE*$_2$ gegründet ist.

1) Mc. Clung, Phil. Mag. (6) 11, 131, 1906.

Versuchsergebnisse.

In geschlossenem Gefäße, zusammen mit ca. 0,5 g Radiumbaryumbromid (schätzungsweise ca. 60 Proz. *Ra*-Bromid, 40 Proz. *Ba*-Bromid) wurde ein Platinblech durch eine Expositionszeit $\Delta = 263{,}6$ Tage aufbewahrt.

Nach dem Herausnehmen aus dem Aktivierungsgefäße wurde das Platinblech in 3 Stücke I, II, III zerschnitten und zwar unter Anwendung größtmöglicher Vorsicht, damit hierbei nicht auf mechanischem Wege ein Verlust des an der Oberfläche niedergeschlagenen radioaktiven Belages eintrete. I wurde unbedeckt bezüglich seiner Gesamtstrahlung, III in dreifacher Umhüllung von Stanniol (Gesamtdicke = 0,0318 mm *Sn*) bezüglich seiner β-Strahlung untersucht; II diente bloß zu Kontrollversuchen; seine Gesamtstrahlung war ungefähr die gleiche, wie die von I, seine β-Strahlung ebenso ungefähr gleich der des Stückes III. Aus den beiden Werten folgte, daß bei Versuchsstück I die β-Strahlung gegenüber der Gesamtstrahlung vernachlässigt werden konnte.

Bei der großen Intensität der vorhandenen Strahlung konnte zu ihrer Messung eine galvanometrische Methode angewendet werden; für die hohen Anfangswerte der α-Strahlung bei Stück I wurde direkt der Dauerausschlag des Galvanometers (1 pars = $3{,}31 \cdot 10^{-10}$ Ampere) beobachtet bei einer Spannung von ca. 1500 Volt, die nach Kontrollversuchen ausreichte, um Sättigungsstrom zu erzielen. Die kleineren Werte des Stromes für die α-Strahlung von I, nach dem Verschwinden von *RaC*, sowie diejenigen für die β-Strahlung von Stück III wurden nach einer ballistischen Methode bestimmt. Der Strom führte durch eine gemessene Zeit einem Glimmerkondensator von 1 Mikrofarad Kapazität und zu vernachlässigender Leitung und Rückstandsbildung eine Ladung zu, die dann durch das Galvanometer entladen und durch den ballistischen Ausschlag gemessen wurde. (Ballistisch 1 pars = $13{,}9 \cdot 10^{-10}$ Coulomb.)

Die unmittelbaren Ergebnisse der Messung waren die folgenden.

1. α-Strahlung von Stück I.

Wird die Zeit t vom Momente der Entnahme aus dem Aktivierungsgefäße gerechnet, so war:

für $t = 23$ Minuten $\quad \mathcal{J} = 227$ partes
60 „ $\quad 131$
120 „ $\quad 40$
> 24 Stunden $\quad 2{,}95$.

Indem man diesen Restwert gleich der Strahlung von E_A' setzt und mittels der Curie-Danneschen Kurve (vergl. die Tabelle des Anhanges) aus den ersten 3 Werten den Betrag der RaC-Strahlung für $t = 0$ extrapoliert, erhält man:

$C_0 = 253$ bezw. 256 und 264; im Mittel: 257.

Ferner findet man:

$$E_A = E_A' \frac{1}{1 - \frac{1 - e^{-\lambda A}}{\lambda A}} = \frac{E_A'}{0{,}445} = 6{,}63$$

und daraus nach der ersten vereinfachten Annahme gleicher ionisierender Wirkung der verschiedenen Produkte die Lebensdauer

$$\tau = A \frac{C_0}{E_A} = 10\,270 \text{ Tage} = 28{,}1 \text{ Jahre}$$

und daraus die Halbierungskonstante

$$HC = 19{,}5 \text{ Jahre}.$$

Unter Berücksichtigung der geringeren ionisierenden Wirkung der Polonium- (RaF) Strahlung und Einsetzung des oben erwähnten Faktors 0,613 erhält man endlich den verkleinerten Wert

$$\tau = 17{,}2 \text{ Jahre}$$
$$HC = 11{,}9 \text{ Jahre}.$$

2. β-Strahlung von Stück III.

Die Intensität der β-Strahlung (in anderen Einheiten wie die der α-Strahlung der vorhergehenden Messungsreihe ausgedrückt) ergab sich:

für $t = 80$ Minuten, $\quad \mathcal{J} = 15{,}0$
„ $t > 24$ Stunden, $\quad \mathcal{J} = 0{,}60$.

Daraus bestimmt sich:

$$C_0 = 42{,}7$$
$$E_A = 0{,}60$$

und weiter

$$\tau = 18\,790 \text{ Tage} = 51{,}5 \text{ Jahre}$$
$$HC = 35{,}7 \text{ Jahre}.$$

Diese Zahl stimmt gut überein mit der nach gleicher Methode erhaltenen E. Rutherfords (ca. 40 Jahre). Die Korrektion für die verschiedene ionisierende Wirkung der RaC- und RaE_2-Strahlung kann, wie oben erwähnt, praktisch nicht durchgeführt werden, hätte aber die Tendenz, den gefundenen Wert zu vergrößern.

Wie sich hieraus ergibt, besteht also eine bedeutende, die Beobachtungsfehler weit übersteigende Differenz zwischen den Werten der mittleren Lebensdauer beziehungsweise den Halbierungskonstanten von Radium D, die man aus dem Vergleiche der α-Strahlungen und die man aus dem der β-Strahlungen erhält.

Auf Grund der oben ausgeführten Überlegungen halten wir die aus der α-Strahlung abgeleiteten Resultate für die zuverlässigeren.

Daß die Methode der Vergleichung der β-Strahlungen zu einem ca. 3mal so großen Werte führt, ist möglicherweise in folgenden Umständen begründet:

Der Rechnung liegt die Voraussetzung zugrunde, daß RaC ein einheitlicher Körper sei; wenn aber im sogenannten RaC zwei oder mehr β-strahlende in der Umwandlungsreihe aufeinander folgende Zerfallsprodukte vorhanden wären, so müßte auch der gefundene Wert für die mittlere Lebensdauer des RaD sich im Verhältnis zum richtigen Wert verdoppeln, bezw. vervielfachen. Für eine solche Annahme sprechen nun in der Tat auch anderweitige Gründe.

Während im allgemeinen für eine bestimmte radioaktive Substanz Gleichartigkeit der von ihr ausgesandten Strahlen beobachtet wurde, ist die β-Strahlung von RaC komplex und nach H. W. Schmidt[1]) in zwei homogene Strahlengruppen mit bestimmten Absorptionskoeffizienten zerlegbar; dies macht auch eine komplexe Natur der strahlenden Substanz selbst wahrscheinlich. Zu einer analogen Annahme gelangt auch E. Rutherford[2]) auf Grund der Beziehungen zwischen der Zerfallsgeschwindigkeit der radioaktiven Stoffe und der Anfangsgeschwindigkeit der von ihnen ausgesendeten α-Partikeln.

Wird also tatsächlich die β-Strahlung von RaE mit der von zwei oder (unter Hinzurechnung der Strahlung von RaB) drei Zerfallsprodukten verglichen, so ist das Auftreten eines Multiplums des richtigen Wertes erklärlich.

Eine Bestätigung unserer Annahme, daß der kleinere Wert für die Halbierungskonstante des RaD der richtige sei, lieferten Beobachtungen über die Änderungen der α-Aktivität alter Präparate, in denen RaF aus RaD nacherzeugt wurde.

Denkt man sich zur Zeit $t = 0$ eine Menge D_0 von RaD abgetrennt, so wird das daraus entwickelte Quantum von RaF als Funktion der Zeit dargestellt durch die Formel:

$$F = \frac{\lambda_D}{\lambda_F - \lambda_D} D_0 \left\{ e^{-\lambda_D t} - e^{-\lambda_F t} \right\},$$

F erreicht ein Maximum zur Zeit:

$$t = T = \frac{1}{(\lambda_F - \lambda_D) \log e} \cdot \log \frac{\lambda_F}{\lambda_D}.$$

E. Rutherford[3]) berechnet T zu 2,6 Jahren $= 949$ Tagen unter der Annahme $HC = 40$ Jahre. Setzt man aber $HC = 12$ $\mathcal{J}$, so wird $T = 714$ Tage.

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **21**, 611, 1906.
2) E. Rutherford, Phil. Mag. (6), 116, Januar 1907.
3) E. Rutherford-Aschkinaß, Die Radioaktivität, 421, 1907.

Eine Eisenplatte, die im Jahre 1905 durch einige Wochen in Radiumemanation aktiviert worden war, zeigte folgenden zeitlichen Gang ihrer α-Aktivität:

21. Juni	1905	$\mathcal{J}=$	3,75 V/min
27. Juni	„		4,13 „
23. Oktober	„		8,50 „
7. April	1906		11,58 „
7. Januar	1907		12,93 „
28. April	„		12,50 „

Durch Extrapolation berechnet sich der Zeitpunkt, für welchen $\mathcal{J}=0$ ist, zu 40 Tage vor dem Beginne der Messungen gelegen (also 12. Mai 1905). Am 28. April 1907, also 717 Tage später, ist das Maximum bereits überschritten. Mit dem oben aus der Halbierungskonstante von 12 Jahren berechneten Werte $T=714$ Tage steht dieses Resultat in guter Übereinstimmung.

Eine Bleiplatte, die im Mai 1905 in heißer Lösung von Radiobleichlorid aktiviert worden war[1]), zeigte einen analogen Gang; die zunächst ansteigende α-Aktivität hat bereits ihr Maximum überschritten, so daß wieder $T<2$ Jahre ist.

Für eine genaue Bestimmung der HC des RaD ist diese Methode der Beobachtung des Maximums des entwickelten RaF nicht sehr geeignet, einerseits da bei der langsamen zeitlichen Änderung die Lage des Maximums nicht scharf festzustellen ist, andererseits weil beträchtliche Variationen des Wertes für HC die Zahl T relativ wenig verändern (für HC = 10 Jahre: $T=680$ Tage; für $HC=12$ Jahre; $T=714$ Tage; für $HC=15$ Jahre: $T=754$ Tage). Immerhin aber ergeben diese Messungsreihen, daß die Halbierungskonstante des RaD von der Größenordnung 10 bis 12 Jahre ist, und bestätigen so die Richtigkeit der aus der α-Strahlung abgeleiteten Resultate.

1) St. Meyer und E. v. Schweidler, Wiener Sitzungsber. **114**, 1202, 1905.

Wien, im Mai 1907.

(Eingegangen 9. Juni 1907.)

Versuche über den Zusammenhang zwischen Druck und Spannung bei der Erzeugung von Kathodenstrahlen.

Von R. v. Hirsch.

Erzeugt man in einer evakuierten Röhre mit inneren Elektroden mittels einer Influenzmaschine Kathodenstrahlen, so besteht bei reiner Gasfüllung zwischen dem Gasdruck p und dem Entladungspotential V die Beziehung:

$$p^2V=\text{const.}$$

Bei den Versuchen, die zur Erkenntnis dieser Beziehung führten, wurde das Potential V der Kathode nach der Methode von E. Voigt[1]) durch Abzweigung von einem Holzwiderstand mit dem Braunschen Elektrometer gemessen, während die Anode an der Erde lag. Den Druck ergab ein Mac Leodsches Manometer; Störungen infolge zu langsamen Druckausgleichs waren nicht vorhanden. Den Strom lieferte eine große, 8-plattige Influenzmaschine.

Tabelle I enthält die Resultate der Messung an der ersten verwendeten Röhre, an der sich das Gesetz zu erkennen gab. Hier bedeuten V die direkten Elektrometerangaben; um die Potentiale in Volt zu erhalten, ist mit dem Widerstandsverhältnis des Holzstabes (5,6) zu multiplizieren. Der Druck ist in Tausendstel Millimeter Quecksilber angegeben.

Tabelle I.

V	p	p^2V	p berechnet aus $p^2V=1610$
300 (5,6 Volt)	73 . 10^{-3} mm Hg	1600	73 . 10^{-3} mm Hg
400	63	1580	63,5
500	56	1560	57
600	52	1620	51,5
700	49	1680	48
800	43	1480	45
900	42	1580	42,5
1000	40	1600	40
1200	38	1730	37
1400	34	1610	34
1800	31	1720	30
2000	29	1680	28,5
2300	27	1480	26,5
2400	26	1620	26
		Mittel 1610	

Der gemessene Potentialbereich liegt zwischen 1600 und 14000 Volt.

Die Gasfüllung bestand hier aus Wasserstoff, der aus verdünnter Schwefelsäure elektrolytisch gewonnen und über Kali und Phosphorpentoxyd geleitet war. Um jedoch eine reine Füllung zu erhalten, müssen die an der Glaswand und in den Elektroden haftenden Gase durch kräftige Entladungen eines größeren Induktors, der die Röhre gleichzeitig erwärmt, entfernt werden. Auch dies wirkt aber nicht so vollständig, daß nicht beim Betrieb der Röhre die Füllung sich rasch verunreinigte. Daher wurde nach jeder Ablesung vollständig evakuiert und neues Gas eingelassen; eine Umdrehung eines zur Hälfte zugestopften Hahnes lieferte die erforderliche Menge.

Die p^2V-Werte wachsen mit der Temperatur der Umgebung zwischen 10^0 und 25^0 um etwa 1,5% für ein Grad. Der Strom der Influenzmaschine erwärmt die Röhre nicht merklich.

Die Stärke des zugeführten Stromes ist gleichgültig; dies wurde durch besondere Versuche nachgewiesen, in denen neben der großen

1) E. Voigt, Ann. d. Phys. **12**, 385, 1903.

Maschine, die bei normalem Gang etwa $1{,}2 \cdot 10^{-5}$ Amp. lieferte, eine kleine, zweiplattige zur Verwendung kam, welche etwa $4 \cdot 10^{-7}$ Amp. gab. Die Ströme wurden galvanometrisch gemessen. Tabelle II gibt die Resultate.

Tabelle II.

V	p	p^2V	Strom
300 (5,6 Volt)	104 10^{-3} mm Hg	3240	$4 \cdot 10^{-7}$ Amp.
400	92	3370	
500	81	3280	
600	73	3190	
		Mittel: 3270	
700	70	3430	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$
400	94	3560	
600	76	3460	
900	63	3570	
		Mittel: 3500	
600	76	3460	$4 \cdot 10^{-7}$
400	91	3300	
300	104	3240	
		Mittel: 3330	

Solange also die Kathode stetig strahlt, gibt das Entladungspotential die geringste Spannung an, bei der durch die Röhre bei dem gegebenen Druck des reinen Gases die Entladung hindurchgeht. Dieselbe ist von der zugeführten Stromstärke unabhängig, wenigstens innerhalb der Grenzen, welche durch die Leistungsfähigkeit der Influenzmaschine gesteckt waren.

Der Wert der Konstanten p^2V hängt in jeder Röhre von deren Dimensionen, dem Elektrodenmetall und dem Gas der Füllung ab.

1. Einfluß der Dimensionen. In einer mit Wasserstoff gefüllten Röhre in Form einer Kugel von 10 cm Durchmesser wurden Elektroden von verschiedener Größe und in verschiedenem Abstand untersucht.

Es ergaben kreisförmige Zinkscheiben von 12 mm Durchmesser

bei 58 mm Abstand $p^2V = 704$
42 „ „ $= 1244$
21 „ „ $= 3254$.

Kupferscheiben im Abstand von 42 mm ergaben bei einem Durchmesser

$= 12$ mm $p^2V = 1363$
$= 8$ mm $= 997$.

Jeder angegebene p^2V-Wert stellt das Mittel aus mindestens fünf Versuchen bei verschiedenem Druck dar. Eine einfache Gesetzmäßigkeit ist hierin nicht zu erkennen, möglicherweise übt die Röhrenwand einen störenden Einfluß aus.

2. Einfluß des Elektrodenmetalls. In der gleichen Röhre untersucht, ergaben Scheiben von 12 mm Durchmesser in Entfernung von 42 mm

$p^2V = 252$ für Aluminium
1100 „ Blei
1244 „ Zink
1363 „ Kupfer
713 „ Kupfer als Kathode, Aluminium als Anode
407 „ Aluminium als Kathode, Kupfer als Anode.

Aus den beiden letzten Werten ist ersichtlich, daß der Einfluß der Kathode überwiegt, aber auch die Anode eine deutliche Wirkung ausübt.

3. Einfluß des Gases. In einer Röhre mit Aluminiumelektroden ergab sich

$p^2V = 1460$ für Wasserstoff
$= 60$ „ Sauerstoff
$= 97{,}5$ „ Stickstoff
$= 67{,}5$ „ Kohlenoxyd.

Für jedes Gas wurde die Konstanz von p^2V im Intervall 1500 bis 12000 Volt mit etwa der gleichen Genauigkeit wie bei dem in Tabelle I angeführten Versuch bestätigt gefunden. Wasserstoff und Sauerstoff sind aus verdünnter Schwefelsäure elektrolytisch gewonnen. Stickstoff aus der Luft durch Absorption des Sauerstoffs in Pyrogallol und glühendem Kupfer, Kohlenoxyd aus Ameisensäure und Schwefelsäure; alle Gase sorgfältig über Phosphorpentoxyd getrocknet.

Hier scheint ein Zusammenhang mit dem Molekulargewicht vorzuliegen.

Denn

$(p^2V)_H \cdot m_{H_2} = 1460 \cdot 2 = 2920$
$(p^2V)_N \cdot m_{N_2} = 97{,}5 \cdot 28 = 2730$
$(p^2V)_O \cdot m_{O_2} = 60 \cdot 32 = 1920 = {}^2/_3 \cdot 2880$
$(p^2V)_{CO} \cdot m_{CO} = 67{,}5 \cdot 28 = 1890 = {}^2/_3 \cdot 2835$

Die Produkte des p^2V-Wertes mit dem Molekulargewicht sind für beide Paare mit erheblicher Genauigkeit gleich, beide Zahlen stehen im Verhältnis 2 : 3.

Befindet sich im Rohr ein Gasgemisch, so ist p^2V nicht mehr konstant, wie die folgende Reihe für trockene, kohlensäurefreie Luft zeigt.

Tabelle III.

p	p	p^2V
300 (5,6 Volt)	12,5 . 10^{-3} mm Hg	46,8
400	12,0	57,6
500	11,5	60,5
800	9,5	72,0
1000	9,0	81,0
1500	8,0	96,0
800	9,5	72,0
500	11,0	60,5
300	13,5	50,7

Den gleichen Gang zeigten alle stark verunreinigten Gase; er scheint für Gemische charakteristisch.

Erneuert man das Gas nicht nach jeder Beobachtung, so verunreinigt sich die Füllung sehr bald. Die Entladung bildet langsam neues Gas, so daß der Druck allmählich wächst. Pumpt man von Zeit zu Zeit nach, um in dem Druckbereich zu bleiben, in welchem die Kathode gut strahlt, so wird nach längerer Zeit das Produkt p^2V wieder konstant. Die Konstante dieses neuen, im Rohr gebildeten Gases, stimmt mit keiner der bisher untersuchten überein und beträgt fast genau den vierten Teil des Wasserstoffwertes. Die folgende Tabelle gibt ein Beispiel eines solchen Versuches.

Tabelle IV.

Zeit	ϕ	p	p^2V
11^{15}	500 (5,6 Volt)	$31 \cdot 10^{-3}$ mm Hg	480
11^{30}	1000	20	400
11^{50}	1000	17	290
12^{15}	1000	12	144
12^{45}	1100	11	133
2^{30}	600	13	102
2^{55}	1700	8,0	109
	1400	9,0	112
	1200	10,0	120
	900	11,5	109
4^{h}	1500	8,5	108
	1300	9,5	116
	1100	10,5	110
5^{h}	1700	8,0	109
	1500	8,5	108
	1200	10,5	110
	900	11,5	119

Der Mittelwert nach Erreichung der Konstanz beträgt 110,7, der Wert für Wasserstoff in der gleichen Röhre 450. Dieser Endwert, gleich einem Viertel des Wasserstoffwertes, stellt sich stets her, unabhängig davon, ob im Rohr ursprünglich Wasserstoff, Sauerstoff oder Luft war, und gehört offenbar dem neugebildeten Gase an. Nach dem Vorhergehenden ist zu vermuten, daß dasselbe kein Gemisch sei, und sein Molekulargewicht mit der Zahl 4 oder einem Vielfachen derselben in Beziehung stehe.

Versuche in dieser Richtung, in Gemeinschaft mit Herrn F. Soddy, befinden sich in Glasgow im Gange.

(Eingegangen 4. April 1907.)

Elektrische und optische Untersuchungen über den Wechselstrombogen.

Von Luigi Puccianti.

Eine vor kurzem erschienene Arbeit der Herren Lombardi und Melazzo[1]), in welcher auch die hauptsächlichsten Ergebnisse früherer Forscher mitgeteilt werden, enthält eine mittels einer stroboskopischen Methode gewonnene photographische Wiedergabe der interessanten Veränderungen in bezug auf Gestalt und Helligkeit, welche der mit Wechselstrom betriebene Lichtbogen in den verschiedenen Phasen erfährt. Beim Studium dieser Arbeit trat mir ihr Zusammenhang entgegen mit den Untersuchungen, welche Crew und Baker[1]) und De Watteville[2]) über das Emissionsspektrum des Wechselstrombogens in den verschiedenen Phasen, und mit denen, die Lenard[3]) und A. Garbasso[4]) über den Gleichstrombogen mit Hilfe des spaltlosen Spektroskops ausgeführt haben, sowie schließlich mit einigen meiner eigenen Versuche, bei denen ich die anomale Dispersion der Metalldämpfe in der Höchstphase und der Nullphase des Wechselstromes miteinander verglichen habe.[5])

Da mir nun entsprechende Hilfsmittel zur Verfügung standen, so meinte ich, daß es für mich wohl angängig sein würde, eine ausgedehntere Untersuchung über diesen Gegenstand auszuführen. Dabei sollten dann die Experimentaluntersuchungen über das Spektrum des Bogens, über seine Gestalt und über seine elektrischen Elemente dem gemeinsamen Endzweck dienen, eine eingehende Kenntnis des Phänomens zu gewinnen.

Man muß sich indessen wohl überlegen, was man unter der Gestalt des Bogens zu verstehen hat; zeigen doch die Versuche Lenards, daß man es schon beim Gleichstrombogen in Wirklichkeit nicht mit einer Gestalt des Bogens zu tun hat, sondern mit verschiedenen Formen für die verschiedenen Linien seines Spektrums, ja sogar für die einzelnen Linien eines und desselben Elementes. Nun kann sich beim Wechselstrom die Zusammensetzung des Spektrums von einer Phase zur anderen beträchtlich verändern, beispielsweise dadurch, daß einige der stärkeren Linien verschwinden. Es erscheint daher leicht begreiflich, daß die Reihe der Figuren, welche man mit Hilfe des Stroboskops beobachtet oder photographiert, so ohne weiteres keine in allen ihren einzelnen Punkten scharf bestimmte Größe darstellt, geschweige denn eine von einem Punkte zum anderen homogene. Unter Umständen kann das, was wie eine Veränderung aussieht, vielmehr eine Substitution vorstellen.

In Anbetracht dessen beschloß ich, die stroboskopische Untersuchung über die Gestalt des Bogens mit dem spaltlosen Spektroskop auszuführen, also in der Weise, wie man die

1) Atti della Associazione Elettrotecnica **9**, 1, 1905.

1) Astrophys. Journ. **22**, 199, 1905.
2) C. R. **139**, 485, 1904.
3) Ann. d. Phys. (4) **11**, 636, 1903.
4) Mem. della R. Acc. delle Scienze di Torino (2) **54**, 408, 1904.
5) Mem. della R. Acc. dei Lincei (5) **6**, 28, 1906.

Protuberanzen und die Chromosphäre der Sonne untersucht.

Erste Versuche.

Die erste Versuchsanordnung befriedigte mich nicht ganz. Sie war nämlich mit gewissen Unzuträglichkeiten behaftet, welche in der Folgezeit beseitigt wurden. Immerhin lieferte mir auch diese erste Versuchsanordnung einige beachtenswerte Ergebnisse, welche ich weiter unten mitteilen werde, und es ist daher nötig, sie in kurzen Umrissen zu beschreiben.

Ich benutzte einen Stromwender von Ganz, der mir bereits bei anderen Untersuchungen gute Dienste geleistet hatte.

Auf der Achse eben dieses Apparates ließ ich an einem Ende eine widerstandsfähige Vorrichtung zur Aufnahme der stroboskopischen Scheiben anbringen. Die stroboskopischen Scheiben bestanden aus großen Pappscheiben, die längs archimedischer Spiralen ausgeschnitten waren, und zwar in der Weise, daß einer konstanten radialen Verschiebung eine konstante Phasenverschiebung entsprach. Am anderen Ende der Achse brachte ich die rotierenden Federn einer Joubertschen Scheibe an, diese Scheibe ließ sich um die Achse selbst in der Weise verstellen, daß der Kontakt während einer sehr kurzen Zeit bei einer bestimmten Stellung des Ankers erfolgte, also in einer gewissen, beliebig veränderlichen und durch die Teilung der Scheibe selbst bestimmbaren Phase.

Das Phasenverhältnis zwischen den elektrischen und den optischen Versuchen war also durch die starre Verbindung zwischen dem beweglichen Kontakt und der stroboskopischen Scheibe sicher festgelegt.

Über die elektrische Anordnung ist nichts Besonderes zu erwähnen. Es genügt, wenn ich sage, daß sie sich in ihren Grundzügen an die klassische Methode von Joubert anschließt und daß zur Kompensation ein Potentiometer mit Normalelement benutzt wurde.

Die effektive Stromstärke und Potentialdifferenz an den Polen des Bogens wurden durch zwei Hitzdrahtinstrumente angegeben.

Der zwischen senkrecht angeordneten Kohlen übergehende Bogen wurde durch eine Reguliervorrichtung mit Handbetrieb unterhalten und konnte durch eine besondere Vorrichtung in vertikaler Richtung längs eines Radius der stroboskopischen Scheibe verschoben werden.

Diese Verschiebung erfolgte in der Brennebene eines ersten Fernrohrobjektivs von ungefähr 160 cm Brennweite.

Das Licht des Bogens verlor, nachdem es durch die Spalte hindurchgetreten war, beim Durchgang durch dieses Objektiv seinen divergenten Strahlengang. Es wurde dann durch zwei Schwefelkohlenstoffprismen zerlegt. Darauf ließ ich es dann mit Hilfe eines zweiten achromatischen Linsensystems von ungefähr 80 cm Brennweite zu einem Spektralbilde konvergieren, in welcher jede Wellenlänge oder jede Linie ein Bild des Bogens darstellte. Diese verschiedenen Bilder lagen aufgereiht zwischen zwei (nicht reinen) kontinuierlichen Linienspektren, welche von den beiden Kohlen herrührten.

Durch vertikale Verschiebung des Bogens erhielt ich eine Reihe solcher Figuren, welche den verschiedenen Ausschnitten der Scheibe, oder den verschiedenen Phasen entsprachen.

Diese konnten vereinigt und auf einer Mattglasscheibe beobachtet oder auf einer photographischen Platte festgehalten werden.

Vor die erste Linse konnten ein totalreflektierendes Prisma und ein Linsensystem eingeschaltet werden, durch welches das Bild des Bogens auf den Spalt eines Spektrographen entworfen wurde. In diesem Spektrographen erhielt ich dann durch Verschiebung des Bogens eine Reihe von Spektren untereinander, dieses Mal jedoch richtige reine Spektren.

Ich stellte auf diese Weise verschiedene Photographien her und nahm die entsprechenden Kurven für J und E auf. Ich benutzte dabei Kohlen, die mit Salzen von Natrium, Baryum und Strontium präpariert waren. Während ich nun bei diesen Versuchen auf der einen Seite einige interessante Einzelheiten der Erscheinungen beobachtete, deren Studium ich beabsichtigt hatte, erkannte ich auf der anderen drei Reihen von Unzuträglichkeiten, die der Anordnung anhafteten, und auf deren Beseitigung ich mein Augenmerk richtete.

Die elektrische Messung mit dem Potentiometer war zu umständlich und zu langwierig.

Es war nicht günstig, daß auf den Spalt des Spektrographen das Bild des Bogens entworfen wurde, denn auf diese Weise erhielt ich das Spektrum des axialen Teiles und keineswegs das Licht in seiner Gesamtheit.

Es war bisweilen nicht leicht, die Photographien der beiden Spektrogramme miteinander zu vergleichen, weil die beiden Apparate verschiedene Dispersion besaßen.

Die zweite Versuchsanordung, durch welche ich diese erste ersetzte, erwies sich in jeder Hinsicht als zweckentsprechend. Ich will sie deshalb etwas eingehender beschreiben.

Die elektrische Anordnung.

Die elektrische Anordnung ist in Fig. 1 dargestellt. Der Wechselstrom geht im Hauptkreise von einer Kommutatorbürste zur anderen, auf dem Wege durch einen Rheostaten R_2,

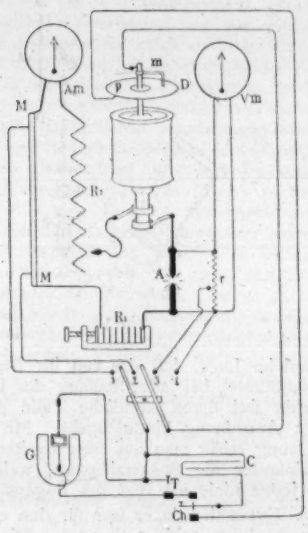

Fig. 1.

durch das Hitzdrahtamperemeter *Am* von Hartmann & Braun, durch einen etwa einen Meter langen Manganinstreifen *MM*, durch den aus Kohle und Nickel hergestellten und durch Druck stetig veränderlichen Rheostaten R_1 und schließlich durch den Bogen *A*. Von dem Manganinstreifen wird ein Nebenschluß mittels zweier Drähte abgezweigt, die in den beiden Quecksilbernäpfen 1 und 2 eines zweipoligen Umschalters enden.

Im Nebenschluß zum Bogen liegt ein ziemlich großer Widerstand *r*, dessen Selbstinduktion zu vernachlässigen ist, sowie ebenfalls parallel hierzu das Hartmann & Braunsche Hitzdrahtvoltmeter *Vm*.

Ein weiterer Nebenschluß wird über einen bekannten Bruchteil von *r* mittels zweier Drähte abgezweigt, welche in den beiden anderen Näpfen 3 und 4 des Umschalters enden.

Die zwischen 1 und 2 vorhandene Potentialdifferenz ist der Stromstärke und die zwischen 3 und 4 herrschende der Spannung proportional.

Die beweglichen Stücke des Umschalters stehen durch die Joubertsche Scheibe *D* und den Lade- und Entladeschlüssel *Ch* mit dem ballistischen Galvanometer *G* und mit dem Kondensator *C* in Verbindung.

Das Galvanometer ist ein nach dem Modell von d'Arsonval von Charpentier gebautes Instrument mit großem beweglichem Rahmen und besitzt dementsprechend eine große Schwingungsdauer und eine sehr geringe Dämpfung. Es kann indessen sofort angehalten werden, wenn man einen Augenblick den Taster *T* niederdrückt.

Wenn der Schlüssel *Ch* niedergedrückt ist, so lädt sich der Kondensator mit der Potentialdifferenz auf, welche zwischen 1 und 2 oder zwischen 3 und 4 — je nach der Stellung des Umschalters — in der dem Konta t zwischen der Feder *m* und dem Anschlag der Joubertschen Scheibe entsprechenden Phase herrscht.

Läßt man den Schlüssel wieder hochschnellen, so entlädt sich der Kondensator durch *G*, und der Ausschlag mißt die Stromstärke oder die Potentialdifferenz.

Die Eichung des Galvanometers erfolgte mittels Gleichstroms durch Vergleichung mit dem Amperemeter und dem Voltmeter sowie auch durch Aufladung von *C* mit einem Normalelement.

Auf die Isolierung sämtlicher Teile — *C*, *D*, *Ch*, *G*, *m*, *p* wurde besondere Sorgfalt verwendet zur Vermeidung von Störungen infolge der ziemlich hohen Potentialdifferenz gegenüber dem Erdboden.

Im Grunde haben wir also eine der gewöhnlichen Methoden zur Aufnahme der Kurve eines Wechselstromes. Wenn sie auch nicht mit der Schnelligkeit und Bequemlichkeit eines Oszillographen arbeitet, so lieferte sie mir doch genaue und untereinander vollkommen übereinstimmende Ergebnisse.

Andererseits war die Expositionszeit für die photographischen Aufnahmen ziemlich lang, und diese Zeit verwandte ich zur Ausführung der Messungen.

Die optische Anordnung.

Die optische Anordnung erforderte viel mehr Überlegung.

Ich wollte erreichen, daß die beiden photographischen Aufnahmen, mit und ohne Spalt, mit demselben Spektrographen aufgenommen würden, um sie leicht miteinander vergleichen zu können, daß ferner das Licht von allen Teilen des Bogens bei der Erzeugung des reinen Spektrums mitwirkte, und daß das Licht der Kohlen ausgeschlossen werden konnte, um das Linienspektrum nicht durch ein kontinuierliches Spektrum zu verschleiern.

Durch eine einfache Auswechselung wurde der Übergang von der Anordnung für die Erzeugung des Spektrums mit Spalt (Fig. 2) zu der für die Erzeugung des Spektrums ohne Spalt (Fig. 3) bewerkstelligt.

Im ersteren Falle, wie ihn die Figur 2 darstellt, durchläuft das Licht des Bogens *A* den durch den Linienzug — · — · — bezeichneten

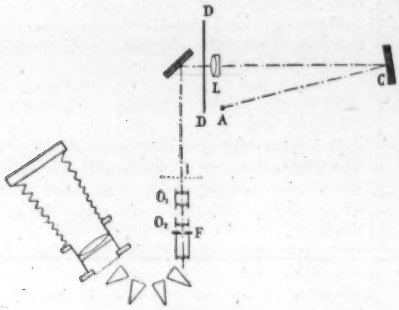

Fig. 2.

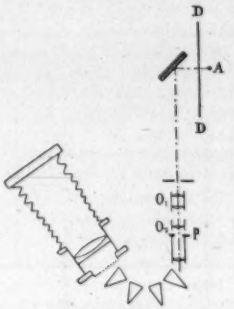

Fig. 3.

Weg. Dabei bildet es ein Strahlenbündel von hinlänglicher Breite, um alle Schlitze der rotierenden Scheibe zu bedecken. Der Hohlspiegel C und die Linse L entwerfen in $\mathcal{J}$ ein reelles Bild des Bogens. Aus diesem Bogen wird durch einen eingefügten Schirm der Teil abgeblendet, welcher die Enden der Kohlen wiedergibt. Ein photographisches Objektivsystem $O_1 O_2$ erzeugt nun weiter auf dem Spalt F das Bild der stroboskopischen Scheibe, und zwar wird dieses, wenn die Scheibe sich mit großer Geschwindigkeit dreht, in viele übereinander liegende Teile, entsprechend den verschiedenen Phasen, zerlegt.

Das vor dem Spalte befindliche Linsensystem dient weiterhin noch dem Zwecke, die Strahlen zu einem zweiten Bilde des Bogens zu vereinigen, welches zwischen den Prismen entworfen wird. Dieses Bild ist nun merklich kleiner als die Fläche der Prismen, und ich war daher sicher, das gesamte von dem Bogen ausgesandte Licht zu untersuchen.

Die Spektren der verschiedenen Phasen ergaben sich auf der photographischen Platte nebeneinander und unmittelbar miteinander vergleichbar.

Im zweiten Falle, den die Figur 3 darstellt, ist der Bogen A unmittelbar vor der stroboskopischen Scheibe D angeordnet. Die Scheibe ist in diesem Falle mit höheren Ausschnitten versehen. Der Bogen kann durch eine angebrachte Vorrichtung nach oben und unten verstellt werden. Das Spaltstück ist entfernt, und an seine Stelle wird das Bild $\mathcal{J}$ des Bogens entworfen. In dem Maße nun, wie sich der Bogen schrittweise verschiebt, verschiebt sich auch dieses Bild und verändert sich entsprechend den verschiedenen Phasen.

Vor den Linsen ist eine Blende angebracht, durch diese wird gewährleistet, daß das Bild stets dieselbe Helligkeit besitzt. Zu diesem Zwecke hat die Blende eine solche Breite und eine solche Lage, daß das von ihr begrenzte Strahlenbündel, bei jeder Stellung des Bogens, weiterhin frei durch sämtliche Teile der optischen Anordnung hindurchgeht. Mit dieser Anordnung erhält man auf einer zweiten Platte untereinander die Spektralfiguren, welche an Stelle jeder Linie ein Bild des Bogens haben.

Die Expositionsdauer war für den ersteren Fall recht lang, 1 bis 3 Stunden. Diese Zeit nutzte ich aus, um die elektrischen Messungen auszuführen, während ein Assistent die Joubertsche Scheibe verstellte und die Konstanz der effektiven Stromstärke und der Länge des Bogens überwachte.

Die Länge des Bogens wurde mit Hilfe eines in bekanntem Verhältnis vergrößerten Bildes gemessen, welches durch eine Linse auf einen Zentimetermaßstab entworfen wurde.

Die Eichung des Spektrometers wurde durch Vergleichung mit den Linien des Sonnenspektrums ausgeführt, und zwar an der Hand eines photographischen Atlasses der Normalwellenlängen von Rowland.

Für die Aufnahmen gelangten Perorto- und Perchromoplatten von Perutz in München zur Verwendung. Ich habe diese, wie stets, als ausgezeichnet befunden, sowohl im Hinblick auf Orthochromasie als auch auf Feinheit und Kraft des Bildes.

Ich will mich nicht weiter über die Maßregeln verbreiten, welche ich getroffen habe, um die Handhabung der einzelnen Teile leicht zu gestalten, um die optischen Teile gegen Erschütterung durch die Maschine und den Bogen gegen die von der stroboskopischen Scheibe hervorgerufene heftige Luftbewegung zu schützen, und um endlich den ganzen Spektrographen gegen diffuses Licht und gegen etwaige Verrückung seiner Teile zu sichern. Diese Maßregeln gehören in das Gebiet der Alltagstechnik.

Ich habe sorgfältig erwogen, welche Stellung

dem Bogen am zweckmäßigsten zu geben sei. Die vertikale Anordnung war die einfachste, sie war indessen für mich mit der Unzuträglichkeit verbunden, daß dabei die beiden Kohlen in etwas verschiedene Verhältnisse kommen, insofern als die obere Kohle sich etwas mehr oder wenigstens in größerer Ausdehnung erwärmt.

Ich war jedoch in der Lage, nachzuweisen, daß der Unterschied in diesen Verhältnissen in zwei entgegengesetzten Phasen nicht sehr merklich war. Überdies berücksichtigte ich genau die elektrischen Elemente zu jeder Zeit, und so erachtete ich denn diese kleine Ungleichmäßigkeitsursache als nicht nachteilig für die Deutung der Versuche.

Hinsichtlich der Expositionszeit konnten zwei verschiedene Wege beschritten werden. Das einfachste Verfahren wäre gewesen, in allen Phasen gleichmäßig zu exponieren. Dabei würde sich dann als Hauptergebnis eine größere Intensität in der Höchstphase als in der Umgebung der Nullphase herausgestellt haben, und das wäre nichts Interessantes gewesen; und nur als Nebenwirkungen würden sich die Verschiedenheiten zwischen den einzelnen Linien gezeigt haben, die doch gerade den eigentlichen Hauptgegenstand des spektroskopischen Teiles der Untersuchung bildeten.

Das andere Verfahren, welches ich auch angewendet habe, besteht darin, die Expositionsdauer in der Nähe der Nullphase in der Weise zu erhöhen, daß ein Element des Spektrums nahezu konstant bleibt. Die Änderung der übrigen Elemente wird dann im Vergleich zu diesem geschätzt.

Zu diesem Zwecke waren von den verschiedenen Ausschnitten der für das reine Spektrum zur Verwendung gelangenden Scheibe die der Gegend des Minimums entsprechenden breiter. Für die ohne Spalt aufzunehmenden Bilder, für welche die Expositionsdauer wenige Sekunden für das einzelne Bild beträgt, und die nacheinander aufgenommen werden, wurde dagegen die Expositionszeit in demselben Verhältnis verlängert.

Der für das gute Gelingen der Versuche wichtigste Punkt ist die Herstellung der Kohlen.

Das Salz des Metalles, dessen Spektrum ich erhalten wollte, wurde zunächst durch Schmelzen getrocknet, dann fein gepulvert und mit der gleichen Menge Graphit vermischt. Diese Mischung wurde dann fest in die durchbohrten Kohlen hineingepreßt. Diese Kohlen sind nichts weiter als gewöhnliche nur halbfertige Dochtkohlen. Schließlich wurden die Kohlen noch etwas erhitzt, um jede Spur von Feuchtigkeit zu vertreiben.

Unter Beobachtung dieser Vorsichtsmaßregeln kann man einen Bogen erhalten, der einige Stunden lang recht konstant bleibt.

Ergebnisse.

Ich teile meine Ergebnisse mit, wie sie unmittelbar aus meinen Versuchen hervorgehen. Dabei bemerke ich noch, wenngleich es vielleicht überflüssig sein dürfte, daß die Ergebnisse, welche die elektrischen Elemente und die Spektren betreffen, den Ergebnissen früherer Forscher ähnlich sind und daher, für sich allein betrachtet, nicht viel Neues enthalten.

Neu sind nur die Ergebnisse, welche der spaltlose Spektrograph geliefert hat, der, soviel ich weiß, bisher noch niemals zur Untersuchung des Wechselstromlichtbogens verwendet worden ist, und die, welche aus der Vereinigung der drei Versuche folgen.

Die ersten Versuche wurden mit Baryum, Strontium und Natrium angestellt. Sie zeigen die den verschiedenen Phasen entsprechende Skala der Erregung. In einer Phase, welche nahezu dem Umkehrpunkt des Stromes entspricht, und welche ich „Auslöschungsphase" nennen will, verlieren die Spektren den Charakter von Bogenspektren, um den Charakter von Flammenspektren anzunehmen. Sie ähneln stark den entsprechenden Spektren des Atlasses von Hagenbach und Konen[1]), die mit einer mit Sauerstoff gespeisten Leuchtgasflamme erhalten worden sind. Sie weisen eine sehr beschränkte Zahl von Metalllinien auf und setzen sich folgendermaßen zusammen:

Bei Kohlen mit Natriumchlorid ist die *D*-Linie stark und die Linie 568 $\mu\mu$ (der ersten Nebenserie) sehr schwach.

Bei Kohlen mit Strontiumchlorid ist die einzige auf den Photographien deutlich sichtbare Linie $\lambda = 460{,}8\,\mu$, welche man auch in der Bunsenflamme erhält.

Bei Kohlen mit Baryumchlorid treten die grünen Banden auf, welche Hagenbach und Konen dem Chlor zuschreiben (514 $\mu\mu$, 517 $\mu\mu$, 524 $\mu\mu$, 532 $\mu\mu$), ferner die Flammenlinie 553,6 $\mu\mu$, und ganz schwach die Linie 455·4 μ, eine Linie, die im gewöhnlichen Bogen sehr stark und im Funken schwächer ist.

Auf allen Photographien bemerkt man ferner die Linie 422,7 μ (*g* des Sonnenspektrums) des als Verunreinigung auftretenden Kalziums, die gleichfalls eine Flammenlinie ist. Weitere Linien fehlten entweder ganz oder waren so schwach, daß sie auf der photographischen Platte keine Spur hinterließen.

In den folgenden Phasen wird das Spektrum kräftiger und linienreicher, um dann bei Annäherung an die nächste Nullphase von neuem schwächer und linienärmer zu werden.

Diese Ergebnisse stimmen mit denen überein,

1) Jena, Gustav Fischer, 1905.

welche frühere Forscher für die Linien anderer Metalle erhalten haben, und bilden nur eine Erweiterung zu diesen. Ich habe aber auf den Photographien noch etwas beobachtet, worüber ich bisher nirgends etwas gelesen hatte, nämlich, daß das Wiederauftreten der Bogenlinien größtenteils sehr plötzlich erfolgt.

Die mit dem spaltlosen Spektrographen aufgenommenen Photographien zeigten mir ferner an den Bildern, welche den verschiedenen Linien eines und desselben Elementes entsprechen, große Verschiedenheiten in ihrem Verhalten während einer Periode.

Natrium erschien mir in erster Linie eine genauere Untersuchung zu lohnen, einmal wegen des sehr charakteristischen Aussehens dieser Figuren, und zweitens wegen der Einfachheit und Regelmäßigkeit des Spektrums. Ich habe denn auch die Versuche mit der zweiten Versuchsanordnung mit Kohlen ausgeführt, die mit Natriumchlorid gefüllt waren. Ich teile hier die Ergebnisse dieser Versuche mit und hoffe, bald eine weitere Veröffentlichung folgen lassen zu können, welche dann den Bericht über die übrigen Versuche sowie die Wiedergabe einiger photographischer Aufnahmen in Lichtdruck enthalten soll.

a) Die elektrischen Elemente.

Der Umschalter ist vierpolig. Er machte bei diesen Versuchen ungefähr 900 Umdrehungen in der Minute; das entspricht 30 ganzen Perioden in der Sekunde. Die bei offenem Stromkreise gemessene elektromotorische Kraft betrug 108 Volt; dabei war mit dem Bogen in Reihe ein ziemlich großer Widerstand geschaltet, der den größeren Teil der Spannung verbrauchte.

In den Diagrammen der Figur 4 sind die Ergebnisse der mit der Joubertschen Scheibe ausgeführten Messungen graphisch dargestellt, und zwar für einen Zeitraum, der die halbe Periode umfaßt, für welche auch die optischen Untersuchungen angestellt wurden. Der Leser kann sich hieraus mit Leichtigkeit die volle Periode ergänzen. Durch Messungen, die sich über eine ganze Umdrehung der Scheibe erstrecken, habe ich mich von dem regelmäßigen Verlauf der Periode und von der Gleichheit der beiden von einer Umdrehung des Ankers umfaßten Perioden überzeugt.

Die Stromstärke zeigt ein Maximum, welches gegen die Mittellage zwischen zwei aufeinander folgenden Nullpunkten merklich voreilt. Allerdings rührt dies nicht vom Bogen her, sondern von der Maschine, welche ich benutzt habe. Dieselbe Voreilung tritt nämlich auch dann auf, wenn der Bogen durch einen metallischen Widerstand vom gleichen Betrage ersetzt wird.

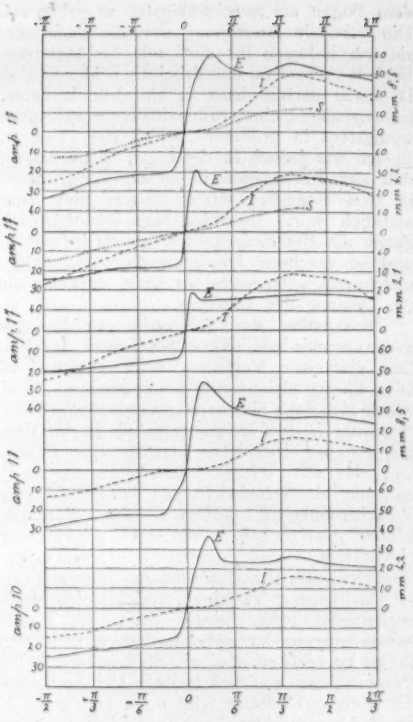

Fig. 4.

Die Kurve für die Stromstärke geht durch Null mit einer Krümmung, deren Tangente nahezu horizontal verläuft; die Stromstärke ist also vor und nach der Nullphase während einer ziemlich ausgedehnten Strecke sehr klein.

Die Potentialdifferenz dagegen geht steil durch den Nullpunkt, ja ihre Kurve weist sogar in diesem Punkte die größte Neigung auf.

Diese Kurve zeigt gleich nach dem Nullpunkt ein ziemlich starkes Maximum, während die Stromstärke noch recht gering ist; sie fällt dann plötzlich ab, um sich weiterhin bis in die Nähe der nächstfolgenden Nullphase nahezu konstant zu halten, worauf sie dann schnell abfällt.

Die Diagramme, welche verschiedene Kurven für verschiedene Längen des Bogens und für verschiedene Werte der effektiven Stromstärke darstellen, haben sämtlich diese charakteristischen Eigentümlichkeiten. Sie zeigen aber weiter, daß die Strecke, auf welcher die Stromstärke sehr gering ist, mit der Länge des Bogens wächst und mit zunehmender effektiver

Stromstärke abnimmt. In entsprechender Weise ändert sich die Strecke, auf welcher die Potentialdifferenz über dem Mittelwert liegt. Es sieht ganz so aus, als wenn bei jedem Wechsel eine Art Hindernis gegen die Wiederbildung des Bogens bestände, und als wenn dieses Hindernis größer wäre, wenn die Kohlen weiter voneinander entfernt sind und die effektive Stromstärke kleiner ist.

Sobald dieses Hindernis einmal überwunden ist, bleibt der Bogen mit einer nahezu konstanten Potentialdifferenz bestehen. Das beweist, daß seine Leitfähigkeit mit der Stärke des ihn durchfließenden Stromes wächst.

Allerdings ist die Potentialdifferenz bei der gleichen Stromstärke ein wenig größer, wenn diese wächst, als wenn sie abnimmt, und diese Verschiedenheit macht sich immer um so stärker bemerkbar, je länger der Bogen und je geringer die effektive Stromstärke ist, wie denn auch das anfängliche Maximum in diesem Falle stärker ausgesprochen ist. Ein sehr kurzer Bogen hat mit großer Annäherung eine konstante Potentialdifferenz, bald im einen, bald im anderen Sinne, abgesehen von einer ganz kurzen Strecke am Wendepunkt.

Wir haben also einen Potentialabfall an den Elektroden von insgesamt etwa 15 Volt, vermehrt um einen mit der Länge wachsenden Potentialabfall längs des Bogens.

Dieser Potentialabfall, geteilt durch die Stromstärke, ergibt einen Widerstand, den wir der Dampfsäule zwischen den beiden Kohlen zuzuschreiben haben.

Der Wert, den wir auf diese Weise erhalten, ist für eine kurze Strecke nach Null sehr groß, nimmt dann schnell ab, bis er sehr klein wird und nimmt weiterhin noch ein wenig, aber ganz langsam, bis zum folgenden Nullpunkt ab.

Schreibt man dem gasförmigen Leiter eine konstante spezifische Leitfähigkeit zu, so muß sein Querschnitt diesem Widerstand umgekehrt proportional sein: er muß also unmittelbar hinter dem Nullpunkt äußerst klein sein, weiterhin sich nahezu proportional der Stromstärke verhalten, jedoch bei abnehmender Stromstärke verhältnismäßig etwas größer sein als bei zunehmender. Wir wollen nun die optischen Elemente betrachten und uns dabei diese Vorstellung gegenwärtig halten.

Veränderung des Spektrums.

Wie ich bereits erwähnt habe, ging aus den ersten Versuchen hervor, daß von den Metallinien — und zwar sowohl von denen des Natriums als auch von denen der Verunreinigungen in der Kohle — die, welche als solche hoher Temperatur bezeichnet werden, zusammen mit den Banden des Cyans und des Kohlenstoffs in der Auslöschungsphase verschwinden. Die Linien mittlerer Temperatur werden in der Nachbarschaft dieser Phase erheblich schwächer. Die Linien, welche als solche tiefer Temperatur bezeichnet werden, behalten ihre Stärke merklich bei. Das Spektrum nimmt infolgedessen in dieser Phase den Charakter eines Flammenspektrums an. Man darf indessen nicht glauben, daß der Grad der Erregung von der Nullphase bis zur Höchstphase allmählich wächst. Meine mit der zweiten Versuchsanordnung gewonnenen Photographien zeigen, daß die relative Intensität der Linien stärkerer Erregung recht schnell unmittelbar nach der Nullphase ansteigt und kein ausgesprochenes Maximum aufweist. Dies kann nicht wundernehmen, wenn wir bedenken, daß der Grad der Erregung eher mit der Stromdichte als mit der Stromstärke in Zusammenhang gebracht werden kann. Eine genauere Analyse würde sich jedoch kompliziert gestalten, wie aus den Untersuchungen über die Gestalt des Bogens ersichtlich wird. Die Auslöschungsphase zeigte stets eine leichte Verzögerung gegenüber der Inversionsphase, aber immer nur im Gebiete geringer Intensität. Die Linien hoher Erregung traten bei kurzen Bogen eher und lebhafter wieder auf; bei kurzen Bogen steigt auch die Stromstärke schneller wieder an.

Beispielsweise erkennt man auf allen Photographien schon bei direkter Beobachtung, daß von den Natriumlinien die Linien $\lambda = 568\,\mu\mu$, $498\,\mu\mu$, $467\,\mu\mu$, $450\,\mu\mu$ und $439\,\mu\mu$ der ersten Nebenserie in der Auslöschungsphase die Intensität null haben, wenn die Intensität der D-Linie durch die Exposition angenähert so abgeglichen worden ist, daß ihr Bild auf der photographischen Platte in allen Phasen gleich stark ist. Von den ersten zwei oder drei der genannten Linien, welche kräftiger sind, bleibt in Wirklichkeit noch ein kleiner Rest zurück, vielleicht auch wegen der Breite des Ausschnittes in der stroboskopischen Scheibe. In den folgenden Phasen wächst ihre Intensität — immer verglichen mit der Intensität der D-Linie — sehr schnell, während sie bei Annäherung an die Auslöschungsphase während des Durchganges durch die vorangehenden Phasen abnimmt. Die Linien $\lambda = 515\,\mu\mu$ und $\lambda = 475\,\mu\mu$ der zweiten Nebenserie zeigen einen analogen Verlauf, sind aber schwächer. Das Wiederaufflammen aller dieser Linien erfolgt bei kurzen Bögen schneller als bei langen, und steht in dieser Hinsicht wie auch sonst vollkommen im Einklang mit dem Wiederansteigen der Stromstärke. Dieser Umstand führt auf den Gedanken, daß die Linien der ersten und der zweiten Nebenserie in engem Zusam-

menhange mit der elektrischen Erregung stehen, mag nun das elektrische Phänomen bei ihrer Entstehung unmittelbar eine Rolle spielen, oder mittelbar dadurch, daß es den Erregungsgrad oder geradezu die zu ihrer Erregung erforderliche Temperatur hervorruft.

Diese zweite Hypothese erscheint annehmbarer, weil, wie wir gesehen haben, eine ganz schwache Spur der Linien immer bestehen bleibt, und weil auch die Linie $\lambda = 568\,\mu\mu$, wenn auch mit geringer Intensität, in den heißen Flammen auftritt. Auf jeden Fall erweisen sich die Linien der Nebenserien, sei es nun unmittelbar oder mittelbar, als Zeichen für die elektrische Leitfähigkeit, zum Unterschiede von der Linie D — einer typischen Flammenlinie —, die mit großer Intensität auch dann bestehen bleibt, wenn der Strom verschwindet.

Mit dem spaltlosen Spektrographen erhaltene Bilder.

Wir wollen nun sehen, wie all diese Ergebnisse durch die Untersuchungen über die Gestalt des Bogens in schönster Weise bestätigt werden.

Die D-Linie ergibt ein ovales Bild, welches — wie zu erwarten stand — am negativen Ende stärker ist. Es ändert sich mit der Phase wenig in Breite; kurz nach der Umkehrungsphase wird es schmaler und hat seine geringste Breite ungefähr $^1/_{12}$ Periode nach dieser Phase.

Ganz anders ändert sich das Bild der Linien der ersten Nebenserie, von denen die grüne Linie $\lambda = 568\,\mu\mu$ die am stärksten sichtbare ist. Dieses Bild hat in der Nähe der Höchstphase ungefähr die gleiche Gestalt und Breite wie das der D-Linie. Es wird dann allmählich schlanker und schwächer, bis es in der Auslöschungsphase ganz oder nahezu ganz verschwindet, um darnach wieder ganz schmal und intensiv wieder zu erscheinen und dabei im Aussehen einem Funken nicht unähnlich zu sein.

Dieses Wiederauftreten bezeichnet das Ende des Intervalles geringer Stromstärke.

Mißt man, so gut dies an den photographischen Platten ausführbar ist, die Breite der negativen Basis dieser Bilder, und berechnet man dann daraus annäherungsweise den Querschnitt $S = \pi r^2$ des Leiters, den sie darstellen, so erhält man Werte, welche der Stromstärke proportional sind, welche indessen in der abnehmenden Phase gegenüber der ansteigenden ein wenig größer sind, wie dies aus den entsprechenden Diagrammen hervorgeht. Alle diese Ergebnisse lassen sich zu der nachstehenden Darstellung des Phänomens zusammenfassen:

1. Die Linien der ersten Nebenserie (und ebenso auch einige weitere Metalllinien, welche infolge von Verunreinigungen der Kohle vorhanden sind) liefern Bilder des Bogens, welche getreue Darstellungen seines wesentlichsten Teiles sind, nämlich des Teiles, der den Strom leitet. Dieser Teil besitzt eine spezifische Leitfähigkeit, welche nahezu für alle Phasen konstant ist. Er hat daher einen Querschnitt, der von der Stromstärke abhängt, in der Weise, daß die Stromdichte sich nur durch eine geringe Abnahme von einer Nullphase bis zur nächstfolgenden ändert. Die Helligkeit ändert sich auch, aber wie die Stromdichte nur wenig.

2. Die D-Linie hingegen liefert ein Bild, welches den sozusagen trägen Teil des Bogens darstellt, nämlich den Teil, welcher an dem elektrischen Vorgange nicht teilnimmt, sondern vielmehr durch diesen hervorgerufen wird.

Durch diese Sätze wird die Erscheinung im großen und ganzen dargestellt. Indessen sind zwei Eigentümlichkeiten vorhanden, welche darin nicht zum Ausdruck gelangen. Die eine von ihnen ist besonders in spektroskopischer Hinsicht von Interesse, die andere hauptsächlich in elektrischer.

A. Die Bilder treten alle mit nahezu vollkommen scharfen seitlichen Umrissen auf, und die breiteren unter ihnen sind öfters gegen die Mitte hin merklich schwächer, gleichsam als ob die entsprechende Gestalt des leuchtenden Dampfes hohl wäre.

Diese Erscheinung steht vollkommen im Einklang mit den Beobachtungen, die Lenard am Gleichstrombogen gemacht hat.

Der Grad der Erregung kann im mittleren Teile des Bogens sicherlich nicht geringer sein als in den äußeren Teilen, und aus dieser Eigentümlichkeit geht hervor, daß er sogar ziemlich viel höher ist, und daß, wenn er einen gewissen Grenzwert überschreitet, diese betreffenden Linien nicht mehr auftreten. Dies stimmt nun wieder mit den Ergebnissen der Untersuchungen von N. Lockyer zusammen, aus denen hervorgeht, daß die verstärkten Linien (welche den höchsten in unseren Laboratorien erreichbaren Erregungsgraden entsprechen) wenig linienreiche Spektren bilden, und daß in den Spektren der heißesten Sterne nur diese Linien vorhanden sind, daß somit in ihnen die Bogenlinien zum größesten Teile fehlen.

Es muß noch erwähnt werden, daß diese Zunahme der Erregung von der Hülle des Bogens gegen seinen Kern hin zu der Vermutung[1]) führt, daß die Annahme einer gleich-

1) Nur zu der Vermutung, denn es ist keineswegs widersinnig, sich die Dichte als konstant und den Erregungsgrad außen infolge der größeren Zerstreuung der Energie in die Umgebung als geringer vorzustellen.

förmigen Stromdichte nur angenähert gelten kann, und daß der Strom eine gegen die Achse hin allmählich größer werdende Dichte besitzt.

B. Entsprechend dem kurzen Intervall, welches auf die Nullphase folgt, in welchem die Stromstärke sehr gering ist, und welches die von mir als Auslöschungsphase bezeichnete Phase enthält, entsprechend diesem Intervall findet sich für die Linie $\lambda = 568 \mu\mu$ kein sehr feiner Faden, sondern ein ganz schwaches und verschwommenes Bild, ein Überbleibsel des früheren Zustandes, welches bei geringer Intensität sogar ganz fehlen kann.

Hält man die Phase von ungefähr $\frac{\pi}{10}$ nach der Nullphase fest und mit Hilfe des kontinuierlich veränderlichen Rheostaten die Effektivstromstärke konstant und nähert dann die Kohlen allmählich einander, während man gleichzeitig auf der Mattglasscheibe das gelbgrüne Spektralgebiet beobachtet, so sieht man, wie an einer bestimmten Stelle plötzlich das feine und glänzende Bild erscheint.

Dies erinnert lebhaft an den Durchbruch des Funkens zwischen zwei Leitern, und wahrscheinlich handelt es sich dabei nicht nur um eine einfache oberflächliche Ähnlichkeit. Die Ionen, welche in dem Zwischenraum zwischen den beiden Kohlen zurückgeblieben sind und vermöge ihrer Beweglichkeit die schwache Strömung (welche also eine unselbständige ist) aufrecht erhalten, diese Ionen werden mit wachsender Feldstärke allmählich größer werdende Geschwindigkeiten besitzen, und zwar um so größer, je näher die Kohlen einander sein werden. Somit wird die Zahl der Ionen, welche sie durch ihren Zusammenstoß mit den Molekülen erzeugen, zunehmen, und wir werden zu einem kritischen Zustande gelangen, wo die Strömung selbständig werden und selbst die Leitfähigkeit des von ihr durchflossenen Gases hervorbringen wird. Ganz ebenso ist im Grunde die Erklärung, welche man gewöhnlich für den Durchbruch des Funkens zwischen zwei Leitern mit wachsender Feldstärke gibt. In unserem Falle kann man aber nicht die Ionen in Rechnung ziehen, welche von den glühenden Elektroden erzeugt werden und in großer Zahl zu den durch Stoß erzeugten hinzutreten und dadurch die Leitfähigkeit beträchtlich erhöhen; indessen dürfte nach meinem Dafürhalten der explosive Charakter der Erscheinung allein auf die Ionen der letztgenannten Art zurückzuführen sein.

Herrn Professor Rôiti, dem Leiter des hiesigen Physikalischen Institutes, spreche ich meinen besten Dank aus.

Florenz, Istituto di Studi Superiori, im April 1907.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. Mai 1907.)

Über den Lichtbogen bei kleinen Stromstärken.

Nach Versuchen von H. W. Malcolm
mitgeteilt von H. Th. Simon.

1. Das Verhalten des Lichtbogens als Bestandteil eines Gleichstromkreises wird durch seine Charakteristik beschrieben, die Beziehung zwischen seiner Klemmenspannung e und der Stromstärke i, die ihn erzeugt. Die Form dieser Beziehung zeigt sich in mannigfachster Weise von den speziellen Versuchsbedingungen abhängig, und man hat sich in zahlreichen Arbeiten bemüht, allgemeingültige Gesetzmäßigkeiten dieser Abhängigkeiten zu ermitteln. Ferner ist man bestrebt gewesen, dieselben durch eine physikalische Theorie des Lichtbogenphänomens tiefer zu begründen. Der Erfolg dieser Bemühungen ist in den letzten Jahren ein großer gewesen, und man kann sagen, daß das Lichtbogenphänomen qualitativ völlig aufgeklärt ist, und daß es auch nach seiner quantitativen Seite aus seiner physikalischen Natur heraus weitgehend durchschaut werden kann. Im einzelnen aber bleibt noch viel zu tun übrig, und man findet beim Bemühen, die Theorie des Lichtbogens auszubauen, immer wieder klaffende Lücken des Beobachtungsmaterials.

Mit den im folgenden mitgeteilten Versuchen wurde es unternommen, diese Lücken für das Gebiet kleinster Stromstärken einschließlich des Gebietes der Lichtbogenzündung möglichst auszufüllen. Für größere Stromstärken von 2—30 A liegen zahlreiche Untersuchungen vor[1]; namentlich ist der Kohlelichtbogen sehr ausführlich von H. Ayrton untersucht worden.[2] Daß man bisher das Gebiet der kleinen Stromstärken nur wenig berücksichtigt hat, liegt einmal daran, daß für die technische Verwendung des Lichtbogens zur Beleuchtung nur das Gebiet der größeren Stromstärken in Frage kommt; dann aber auch daran, daß man dieses Gebiet nur mit hoher Betriebsspannung und großem Vorschaltwiderstand erreichen kann. Das übersieht man am einfachsten an der Hand des charakteristischen Diagramms (Fig. 1) in folgender Weise:

I ist schematisch die Charakteristik einer Gasentladungsstrecke;

II die sogenannte Widerstandslinie[3], d. h. die Kurve $E = iw$, wo E die konstante betriebselektromotorische Kraft des Stromkreises, w der vor die Gasstrecke geschaltete konstante

1) Zusammenstellungen bei: H. Ayrton, The electric arc, London 1902; B. Monasch, Der elektrische Lichtbogen, Berlin 1904; C. D. Child, Jahrbuch d. Rad. u. Elektr. **3**, 189, 1906.

2) H. Ayrton, loc. cit. — Messungen an Metallelektroden in Wasserstoff und Stickstoff sind von L. Arons, Ann. d. Physik (4) **1**, 700, 1900 angestellt worden. Maßgebend für die Theorie sind die Arbeiten von J. Stark, Ann. d. Physik (4) **12**, 673, 1903 und (4) **18**, 213, 1905. H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905.

3) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905.

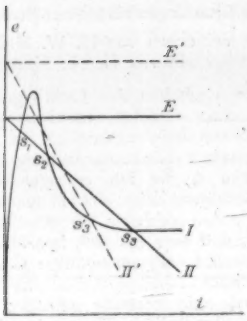

Fig. 1.

Vorschaltwiderstand ist. Die Schnittpunkte der Widerstandslinie mit der Charakteristik definieren die möglichen Stromgleichgewichte, doch sind nur die ungeraden Schnittpunkte S_1 und S_3 stabil; S_1 definiert das Glimmstrom-, S_3 das Lichtbogengleichgewicht.[1]) Um daher den Lichtbogen kleiner Stromstärke stabil zu realisieren, z. B. bei dem Schnittpunkte S_3', erfordert die Stabilitätsbedingung eine steilere Lage der Widerstandslinie, d. h. große Betriebsspannung E und großen Vorschaltwiderstand w.[2])

Die so für die Erzeugung des Lichtbogens kleiner Stromstärken nötige hohe Betriebsspannung besitzt das unterzeichnete Institut mit einer 20 PS. Hochspannungsmaschine, die bis 5000 V Gleichspannung liefern kann.[3])

Die Untersuchung des Lichtbogens kleiner Stromstärke ist übrigens nicht nur für die theoretische Seite des Phänomens von Bedeutung, sondern sie erweist sich auch in praktischer Hinsicht von großem Interesse, mit Rücksicht auf die Erzeugung hochfrequenter ungedämpfter Wechselströme. Denn der Verlauf der Charakteristik in dem Gebiet kleiner Stromstärken entscheidet sehr wesentlich darüber, inwieweit und mit welcher Intensität ein Lichtbogen imstande ist, als Erreger von ungedämpften elektrischen Schwingungen dienen zu können.[1])

2. Zur Untersuchung gelangten die Lichtbögen zwischen Elektroden aus:

a) Kohle in Luft,
b) Kohle in Stickstoff,
c) Kohle im geschlossenen Raum,
d) Kohle in Wasserstoff,
e) Kohle in Wasserdampf,
f) Kohle-Metall in Luft,
g) Metalle in Luft (*Fe*, *Cu*, *Zn*, *Ag*, *Pb*),
h) Silber in Stickstoff,
i) gekühlte Metalle in Luft (*Fe*, *Ni*, *Zn*, *Cu*, *Ag*),
k) Kohle-Kupfer in Wasserstoff,
l) Metalle in Wasserstoff (*Fe*, *Ni*, *Cu*, *Ag*).

Es wurde in jedem Falle das Aussehen der Entladungsform beobachtet, und die Charakteristik für verschiedene Bogenlängen aufgenommen, für Stromstärken zwischen 0,02 A bis 3 A. Aus diesem Material wurde die Beziehung zwischen der Leistung ei und der Stromstärke i graphisch dargestellt, mit Rücksicht auf die einfache Form einer geraden Linie, die diese Beziehung in der Mehrzahl der Fälle besitzt. Entsprechend diesem Untersuchungsschema sind unten auch die Ergebnisse angeordnet.

Es ist nicht überflüssig, auf einige allgemeine Beziehungen hinzuweisen, die zwischen der $e:i$ Kurve (Charakteristik) und der $ei:i$ Kurve eines Lichtbogens bestehen. Wenn die letztere, wie es beim Kohlelichtbogen meist der Fall ist, eine gerade Linie ist, d. h. durch $ei = a + bi$ dargestellt werden kann, so bedeutet a die Ordinate des Schnittpunktes der betreffenden Grade mit der ei-Achse. Das heißt, a mißt die Leistung, die bei verschwindendem Strome aufgewendet werden muß, um den Lichtbogen zu unterhalten. $b = \operatorname{tg} \varphi$ definiert die Neigung der Graden. Dividiert man die Gleichung $ei = a + bi$ durch i, so erhält man die Gleichung der Charakteristik $e = \frac{a}{i} + b$.

Man sieht, das ist eine Hyperbel, deren Asymptoten die e-Achse und eine zur i-Achse im Abstand b gezogene Grade sind. b ist die Spannung, die bei unendlich großer Stromstärke am Lichtbogen besteht. a bestimmt den näheren Verlauf der Hyperbel. Je kleiner a, desto näher rückt die Hyperbel den Asymptotenachsen und umgekehrt. Die Steilheit der Charakteristik für irgendeine Stromstärke wird gemessen durch $\frac{de}{di} = -\frac{a}{i^2}$. Sie nimmt also im allgemeinen mit der Stromstärke schnell ab, wächst aber für eine gegebene Stromstärke

1) Die Stabilitätsbedingung für einen Schnittpunkt lautet $\frac{df_1}{di} + \frac{df_2}{di} > 0$, wo $e_1 = f_1(i)$ und $e_2 = f_2(i)$ die gegebenen Charakteristiken sind. Es bedeutet $\frac{df_1}{di}$ die trigonometrische Tangente des Winkels, den die Kurve f an dem betreffenden Punkt mit der positiven i-Achse macht, $\frac{df_2}{di}$ die des Winkels, den die Kurve f_2 mit der E-Linie bildet.

2) H. Ayrton, The electric arc, chap. VIII; W. Kaufmann, Ann. d. Phys. (4) **2**, 158, 1900; J. Stark, Ann. d. Phys. (4) **12**, 692, 1903; H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905.

3) H. Th. Simon und M. Reich, diese Zeitschr. **4**, 368, 1903. Die Mittel zur Beschaffung dieser Maschine wurden von dem Kuratorium der Jubiläumsstiftung in Charlottenburg bereit gestellt.

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **7**, 443, 1906.

mit dem Werte der Konstanten a. Nun ist die Steilheit der Charakteristik, wie aus früheren Untersuchungen des einen von uns[1]) hervorgeht, unter sonst gleichen Umständen ein Maß für die Fähigkeit eines Lichtbogens, ungedämpfte elektrische Schwingungen zu erregen. Je steiler die Charakteristik fällt, desto größere Energie ist für Schwingungen einer bestimmten Wellenlänge verfügbar; andererseits kann man mit einem Lichtbogen Schwingungen von um so höherer Frequenz erzeugen, je steiler die Charakteristik fällt. Somit ist die Größe a, die in den $ei:i$-Diagrammen durch den Schnittpunkt der betr. Graden mit der ei-Achse definiert wird, gewissermaßen ein direktes Maß für die Fähigkeit eines Lichtbogens, als Schwingungserreger zu dienen.

3. Die Untersuchung wurde mit folgender Versuchsanordnung durchgeführt:

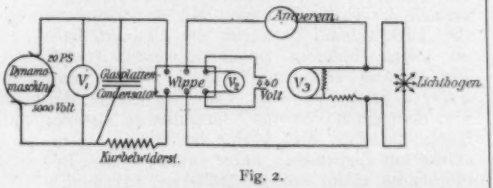

Fig. 2.

Der Strom wurde von der Maschine aus durch einen Kurbelwiderstand von $0—10^6$ Ω an die Elektroden geführt; den Klemmen der Maschine wurde ein Glasplattenkondensator von etwa 0,2 MF dauernd parallel geschaltet, um sie gegen die bei plötzlichen Stromunterbrechungen auftretenden beträchtlichen Spannungsstöße zu schützen. Die Stromstärke wurde an einem Milliamperemeter von Siemens & Halske direkt abgelesen; die Spannung wurde vermittels eines Spiegel-Drehspul-Galvanometers von Carpentier gemessen (V_3), welches einen Vorschaltwiderstand von 200 000 Ω und einen kleinen Nebenschluß besaß; ein Zeigerinstrument wäre beim öfters eintretenden Auslöschen des Bogens zerstört worden. Diese Anordnung zeigte sich sehr geeignet, weil sie, ihrer Aperiodizität wegen, die schnellen Spannungsschwankungen am Bogen zu verfolgen gestattete. Durch Änderung des Nebenschlusses, und mit Hilfe des Eichvoltmeters V_2 konnte die Empfindlichkeit so reguliert werden, daß 1 mm einem Werte von 1 bis 4 V entsprach. Größere Genauigkeit wäre nicht wünschenswert gewesen, da der Lichtfleck nie zur Ruhe kam.

4. Die Elektroden waren zuerst Stangen von 6 mm im Durchmesser. Später wurde folgender Apparat benutzt, der Messungen an gekühlten Elektroden in verschiedenen Gasen gestattete.

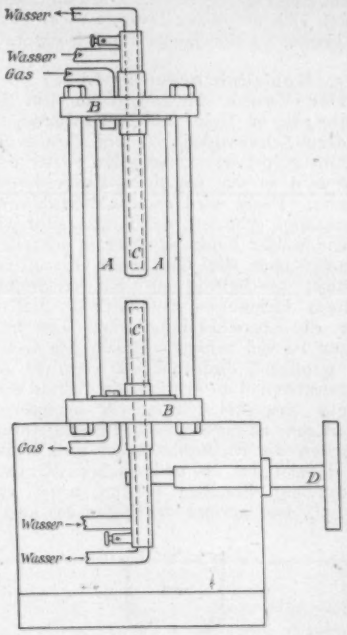

Fig. 3.

Ein Glaszylinder A wurde zwischen zwei Schieferplatten BB mit Asbestdichtung eingeklemmt. Die Elektroden CC bestanden aus Messingröhren, 14 mm im Durchmesser, die eine innere Röhre besaßen zum Ableiten des durchfließenden Wassers (Fig. 4). Kuppen aus

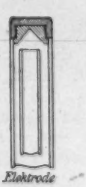

Fig. 4.

verschiedenen Metallen ließen sich an den Enden aufschrauben. Die Einstellung auf die gewünschten Bogenlängen wurde mittels eines Zahntriebes D (Fig. 3) erreicht. Um den Elektrodenabstand zu messen, wurde ein Bild der

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. 7, 443, 1906.

Elektroden in 10facher Vergrößerung vermittels einer Linse auf einen Schirm projiziert; oder der Abstand wurde direkt auf einer Skala mit einem Fernrohr abgelesen. Die zweite Methode eignet sich für kleine Stromstärken, die erste für große, wo der Bogen stark leuchtet.

5. Kohlelichtbogen in Luft.

Der Versuch, Messungen an dem Kohlelichtbogen in freier Luft auszuführen, bietet insofern Schwierigkeit, als bei kleinen Stromstärken ($<0{,}5$ A) der negative Krater unruhig wird und an der negativen Elektrode hinaufklettert. Damit wird natürlich fortwährend die Bogenlänge geändert, der Krater sieht wie ein kleiner weißer Punkt aus, der in schneller Bewegung über die Oberfläche der Elektrode hinläuft, gleichgültig ob bei senkrecht gestelltem Lichtbogen die Kathode die untere oder die obere Elektrode ist. Der positive Krater ist viel ruhiger. Durch den Gebrauch von genügend dünnen Elektroden, die schnell abbrannten und an den Spitzen glühend wurden, konnte man bis auf 0,2 A heruntergehen, indem man abwartete, bis der Bogen momentan zwischen die Elektrodenenden zurück sprang. Dabei zeigt sich ein periodischer Abbrand der Elektroden; dieselben werden zuerst stumpf (Fig. 5), dann springt der Bogen aus und frißt

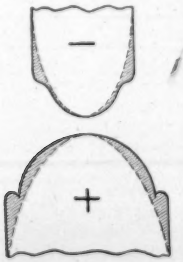

Fig. 5.

den schraffiert angedeuteten Rand ab. Wegen dieses Springens des Lichtbogens gelang es bei Kohle in Luft nicht, den Lichtbogen bis zum Übergang in den Glimmstrom oder bis zum Zündungspunkt herunter zu verfolgen.

In Fig. 6 sind die an Kohle in Luft erhaltenen Charakteristiken für Lichtbogenlängen $l=4$ mm und $l=8$ mm eingetragen (++++). Frau Ayrton hat gefunden, daß nach dem Entzünden des Kohlelichtbogens eine Zeitlang die Spannung ansteigt, und erst nach längerer Zeit ein endgültiger Zustand eintritt: der Lichtbogen muß sich einbrennen. Bei den dünnen Elektroden, die hier verwandt wurden, war das nicht zu beobachten, wie auch aus theo-

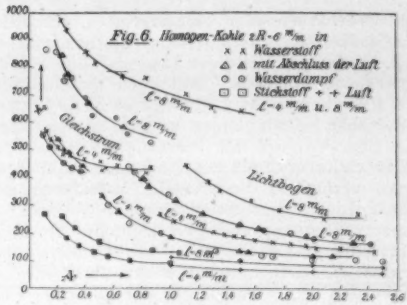

Fig. 6.

retischen Gründen erklärlich ist. Denn das Einbrennen besteht darin, daß die Elektroden ihre endgültige Form und Wärmeverteilung annehmen, was bei dünnen Elektroden sehr schnell der Fall sein muß. Mit der Zunahme der Elektrodendicke rückt die Charakteristik zu immer höheren Spannungswerten (vergl. Fig. 7 die Kurven für $2R=6$ mm und $2R=4$ mm). Das ist ganz im Sinne der von dem einen von uns [1]) formulierten Theorie. Nach derselben bringt eine bestimmte Stromstärke am Lichtbogen unter sonst gleichen Bedingungen einen um so größeren Spannungsabfall hervor, je größer das Produkt TF aus Fläche F und Temperatur T des negativen Kraters ist. Einem bestimmten TF entspricht ein bestimmter Lichtbogenwiderstand. Die Höhe dieses Produktes wird durch das Gleichgewicht zwischen der entwickelten, ei proportional zu setzenden Wärme, und der abgeleiteten, TF proportional zu setzenden, durch die Gleichung

$$TF=\frac{ei}{W}$$

definiert. Graphisch wird demnach die Charakteristik durch die Schnittpunkte der Leistungshyperbel ei mit dem ihr durch jene Gleichung koordinierten „TF-Strahl" gebildet (vergl. diese Zeitschr. **6**, 311, 1905). Wenn also die Wärmeverluste W vergrößert werden, dadurch, daß man die Elektroden dicker macht, so gehören zu denselben ei-Werten kleinere Werte TF; die Charakteristik wird durch die Schnittpunkte derselben Leistungshyperbeln mit TF-Strahlen kleinerer Neigung definiert und rückt zu tieferen Spannungswerten herunter.

Für die Watt-Stromstärkekurven von Kohle hat Frau Ayrton [2]) einen völlig geradlinigen Verlauf, mit den Gleichungen

$$ei_{(l=8)}=95{,}7+55{,}6i$$
$$ei_{(l=4)}=53{,}7+47{,}3i$$

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905.
2) H. Ayrton, l. c.

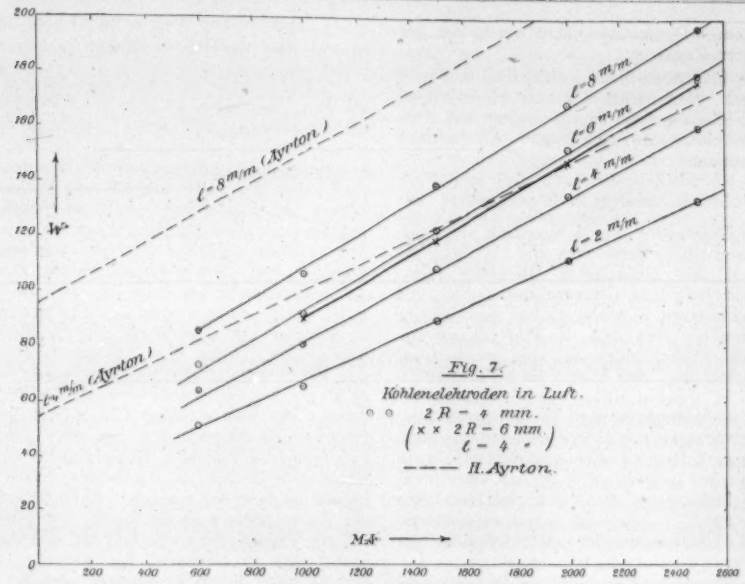

Fig. 7.

nachgewiesen. In Fig. 7 sind die entsprechenden Kurven nach den hier durchgeführten Messungen eingetragen. Sie genügen den Gleichungen

$$ei_{(l=8)} = 49 + 60i$$
$$ei_{(l=4)} = 31{,}5 + 51{,}5i,$$

liegen also tiefer wie diejenigen, welche durch Extrapolation aus den Ayrtonschen Formeln konstruiert werden (vergl. die in Fig. 7 gestrichelten Kurven).

Dieser Unterschied mag wohl hauptsächlich von der verschiedenen Art des Elektrodenmaterials herrühren (bei den vorliegenden Versuchen stets Homogenkohlen Marke A von Gebr. Siemens in Charlottenburg), teils auch durch die sehr geringen Durchmesser der Elektroden, deren geringere Wärmeleitung nach der oben erwähnten Lichtbogentheorie notwendig die Spannungswerte erniedrigen muß.

6. Kohleelektroden in anderen Gasen als Luft.

Kohleelektroden in Stickstoff.

Der Stickstoff wurde aus einer Bombe entnommen, durch Pyrogallollösung geleitet und mit Phosphorpentoyxd getrocknet. Die Charakteristiken für 4 mm und 8 mm Bogenlänge sind in Fig. 6 gegeben. Die Wattstromkurven sind ebenfalls gerade Linien, laufen aber steiler als die entsprechenden in freier Luft.

Kohleelektroden im abgeschlossenen Raum.

Wenn der Bogen in einem geschlossenen Raume erzeugt wird, so hört nach einiger Zeit der rasche Abbrand der Kohlen auf, nachdem aller Sauerstoff verbraucht worden ist. Zu gleicher Zeit verschwinden die grünen Dämpfe und die violette Farbe der Bogensäule geht über in blaugrün; der Bogen besteht aus einer schmalen (0,3 mm dicken) schwachkegelförmigen blaugrünen Säule, deren Basis in ständiger Bewegung über der Anodenoberfläche ist. Bei größerer Stromstärke bildet sich eine grüne Aureole von der Anode aus. Verkleinert man die Stromstärke, so wird die Säule schmäler und verschwindet bei etwa 0,6 A auf einmal. Während die Kathode einen weißglühenden Krater besitzt, glüht die funkelnde Anode über der ganzen Oberfläche, der Zwischenraum hat das Blauleuchten des Glimmstromes.

Diese unsymmetrische Form der Entladung ist offenbar eine Zwischenform zwischen Glimmstrom und Lichtbogen, bei der an der Kathode bereits Elektrodenverdampfung stattfindet, deren Intensität aber noch nicht genügt, den ganzen Gasentladungsraum mit Elektrodengas zu erfüllen. Vergrößert man wieder die Stromstärke, so zeigt das Einsetzen des Bogens eine Verzögerung, die Verwandlung findet erst

bei größeren Stromstärken statt wie in der umgekehrten Richtung.

Die Charakteristiken finden sich in Fig. 6 gegeben. Man sieht, daß die Umwandlung einer Entladungsform in die andere mit einer beträchtlichen Unstetigkeit der Charakteristik verbunden ist.

Kohleelektroden in Wasserstoff.

Der Wasserstoff wurde aus Zink und Salzsäure hergestellt, gewaschen und mit P_2O_5 getrocknet. Ein allmählicher Übergang zeigte sich wie bei dem vorhergehenden Fall von eingeschlossenen Elektroden. Bei ganz kleinen Stromstärken (etwa 0,04 A) geht die unsymmetrische Form über in die geschichtete Glimmentladung, eine Form, die bei Kohleelektroden in freier Luft nur bei vermindertem Druck zu beobachten war. Diese Umwandlung unterscheidet sich von der früheren insofern, als die Entladung zwischen den beiden Formen hin und her pendelt und besitzt unter denselben Bedingungen bald die eine, bald die andere Form, wie bei den später zu beschreibenden Übergängen an einer metallischen Kathode.

Die Charakteristiken und gleichzeitig die (geradlinigen) ei:i-Kurven für $l = 4$ mm und $l = 8$ mm sind in Fig. 8 eingetragen. Die

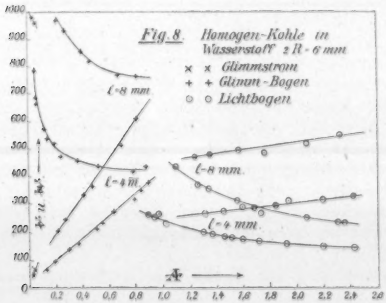

Fig. 8.

ei:i-Kurven für die Bogenentladung und für die unsymmetrische Form sind geradlinig und laufen bei dieser steiler als bei jener.

Kohleelektroden in Wasserdampf.

Ähnliche Erscheinungen wie bei Wasserstoff zeigen sich im Wasserdampf. Der Wasserdampf wird offenbar durch die hohe Temperatur zersetzt, und der Sauerstoff teilweise verbrannt, so daß freier Wasserstoff vorhanden ist. Die Charakteristiken fallen mit denen des Einschlußbogens ziemlich zusammen. Der Übergang der Entladungsformen findet bei kleineren Stromwerten statt als in reinem Wasserstoff.

7. In Fig. 6 befindet sich eine Zusammenstellung der Charakteristiken für Kohleelektroden. Man erkennt: Für gleiche Stromstärken und Bogenlängen wachsen die zugehörigen Spannungen in der Reihenfolge Luft, Stickstoff, Wasserdampf, Einschlußbogen, Wasserstoff. In derselben Reihenfolge wächst die Steilheit des Verlaufs der Charakteristik, so daß Wasserstoff den weitaus steilsten Verlauf und ungefähr 3 mal so hohe Werte der Spannung aufweist, als Luft. Dieses Verhalten läßt sich mit Rücksicht auf die oben erwähnte Lichtbogentheorie in folgender Weise deuten: solange Sauerstoff zugegen ist, findet eine heftige Verbrennung der Kohle statt, die entwickelte Wärme kommt zu der von dem Strome entwickelten hinzu, es genügt ein kleinerer Wert von ei, um dasselbe Produkt TF zu erzeugen, als ohne die Verbrennung der Fall ist. Entsprechend muß die Charakteristik des Einschlußbogens in die Höhe rücken und steiler werden. Auffällig ist, daß die Charakteristik in Stickstoff ungefähr denselben Verlauf hat, wie in Luft und daß der Lichtbogen in Stickstoff bis zu sehr kleinen Stromstärken herab beobachtet werden kann. Da die Wärmeleitung des Stickstoffs von derjenigen der Luft keine genügend große Abweichung zeigt, um für dieses Verhalten verantwortlich gemacht werden zu können, so bleibt also auch hier nur übrig, eine sekundäre Wärmeentwicklung durch einen chemischen Prozeß zwischen Kohle und Stickstoff anzunehmen, der die Charakteristik herunterdrückt. In der Tat ist nachgewiesen, daß eine heftige Cyanentwicklung an einem Lichtbogen in Stickstoff stattfindet. Daß die Charakteristik in Wasserstoff so ungeheuer in die Höhe rückt und so viel steiler verläuft, ist zum großen Teil der hohen Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs zuzuschreiben, welche die Konstante W der Gleichung $\frac{ei}{W} = TF$ stark vergrößert. Es muß daher, um dasselbe TF zu erzielen, eine wesentlich größere Leistung ei aufgewendet werden. Weiterhin kommt auch die größere Ionenbeweglichkeit des Wasserstoffs in Betracht. Sie bewirkt, daß die Spannungsverteilung längs des Lichtbogens verändert wird, so daß das für die Heizung des negativen Kraters in Frage kommende Kathodengefälle kleiner wird. Von der gesamten Lichtbogenleistung ei wird so vermutlich ein kleinerer Teil für die Erzeugung des Produktes TF aufgewendet, als bei anderen Gasen, was wieder auf eine Vergrößerung der Konstante W hinauskommt. Daß nicht nur die größere Wärmeleitung den Einfluß des Wasserstoffs erklärt, sondern auch eine im angedeuteten Sinne rein

elektrische Wirkung der Wasserstoffionen in Frage kommt, geht aus dem Verhalten des Lichtbogens in Wasserdampf bezw. in sonstigen Wasserstoffverbindungen hervor, die sich unter der Hitze des Lichtbogens dissoziieren. Auch hier ist die Charakteristik wesentlich höher wie in Luft, obschon im Falle des Wasserdampfes der bei der Dissoziation gleichzeitig auftretende Sauerstoff die Charakteristik wieder herunterdrücken muß. Die Wärmeleitung des Wasserdampfes ist aber sicherlich sehr viel kleiner, als diejenige reinen Wasserstoffs.

Was den Einfluß der Bogenlänge betrifft, so erkennt man, daß die Charakteristik mit zunehmender Bogenlänge in die Höhe rückt. Das beweist, wie bei zunehmender Bogenlänge ein immer kleinerer Teil der Gesamtbogenleistung ei zur Heizung des negativen Kraters verwendet wird. Je höher die Charakteristik an sich liegt, desto höher steigt sie auch bei Übergang auf eine höhere Bogenlänge hinauf (vergl. z. B. die Wasserstoffkurven). Auch diese Tatsache scheint die oben vertretene Meinung zu beweisen, daß bei Wasserstoff ein relativ kleinerer Anteil der gesamten Lichtbogenleistung ei auf die Heizung des negativen Kraters verwendet wird, wie in Luft und Stickstoff.

Stellt man die Messungen an Kohle der Fig. 6 u. 7 durch die Ayrtonsche Beziehung

$$ei = a + bi$$

dar, so ergibt sich

für $l = 8$ mm

in Luft	$ei = 49 + 60i$
in Stickstoff	$ei = 35 + 105i$
bei Luftabschluß und in Wasserdampf	$ei = 300 + 35i$
in Wasserstoff	$ei = 455 + 35i$

für $l = 4$ mm

in Luft	$ei = 31{,}5 + 49{,}5i$
in Stickstoff	$ei = 30 + 62i$
bei Luftabschluß und in Wasserdampf	$ei = 110 + 70i$
in Wasserstoff	$ei = 180 + 60i$

Nach der hier vertretenen Lichtbogentheorie ist

$$ei = WTF,$$

also

$$WTF = a + bi.$$

Nennt man T_0F_0 den Wert von TF für die Zündung (Strom nahezu 0), so kann man mit großer Annäherung setzen

$$a = WT_0F_0,$$

das heißt, die Konstante a ist der Wärmeableitung des Lichtbogens proportional, wie es durch die Versuche sich qualitativ bestätigt zeigt.

W enthält seiner Definition nach außer den Wärmeableitungseinflüssen einen Zahlenfaktor, der in jedem Falle angibt, welcher Bruchteil der am ganzen Lichtbogen aufgewendeten Leistung zur Bildung des TF nötig ist. Dieser Bruchteil ist offenbar bei Stickstoff am größten, bei Wasserstoff am kleinsten. Bei Stickstoff und Luft wieder wegen der sekundären chemischen Wärmeerzeugung scheinbar stark vergrößert, bei Wasserstoff und zersetzbaren Wasserstoffverbindungen wieder durch die infolge der großen Ionenbeweglichkeit veränderte Potentialverteilung verkleinert. Entsprechend muß der Gasdruck ihn verändern. Mit zunehmender Bogenlänge muß er in allen Fällen abnehmen.

Alles in allem ist W eine komplizierte Größe, deren qualitativer Verlauf sich indessen weitgehend übersehen läßt. Es muß weiteren Versuchen überlassen bleiben, auch quantitativ ihre verschiedenen Abhängigkeiten zu ermitteln.

8. Metalle in Luft.

Der Bogen in Luft zwischen Metallen ist im allgemeinen unruhig, wahrscheinlich infolge einer Oxydbildung. Die Entladung spielt sich in drei Formen ab: Bei kleinen Stromstärken von weniger als etwa 0,1 A hat sie die Form des Glimmstromes, mit Kathoden- und Anodenschichten, dunklem Zwischenraum und geschichteter positiven Lichtsäule. Verstärkt man den Strom, so wird die Kathode heißer, schließlich weißglühend, die leichter schmelzbaren Metalle schmelzen dabei; auf einmal verschwindet die Kathodenschicht, an ihrer Stelle erscheint ein Punkt, welcher mit der Farbe des Metalldampfes leuchtet.[1]) Dieser Übergang findet bei um so höherer Stromstärke statt, je höher der Schmelzpunkt des Metalles liegt, und je weniger oxydierbar das Metall ist, bei Kupfer ist bis 0,5 A der Glimmstrom noch zeitweise vorhanden.[2]) Der Übergang findet bei kleinerer Stromstärke statt am Ende einer Messungsreihe, während welcher sich Oxyd an den Elektroden gebildet hat; umgekehrt liegt der Fall bei Metallelektroden in Wasserstoff, seiner reduzierenden Wirkung zufolge. Erst bei höherer Stromstärke findet der entsprechende Übergang an der Anode statt; auch die Anode fängt an zu verdampfen; die violette Säule verschwindet und der eigentliche hantelförmige Bogen, welcher mit der Farbe des Metalldampfes leuchtet, wird gebildet.

Die Glimmentladung vollzieht sich geräuschlos; die Bogenentladung andererseits gibt das Geräusch des Kochens; beim Übergang an der Kathode, wo die Entladung zwischen den beiden Formen hin und her schwingt, läßt sie ein zischendes, sprühendes Geräusch hören. Die Charakteristiken für verschiedene Metalle in Luft für die Bogenlänge 4 mm befinden sich in Fig. 9, für

1) Diese Beobachtungen sind schon ausführlich beschrieben von J. Stark, Ann. d. Phys. (4) **12**, 673, 1903.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **5**, 81, 1904.

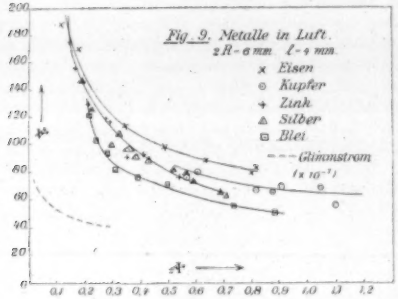

Fig. 9.

8 mm in Fig. 10. Die Wattamperekurven sind in Fig. 11 eingetragen.

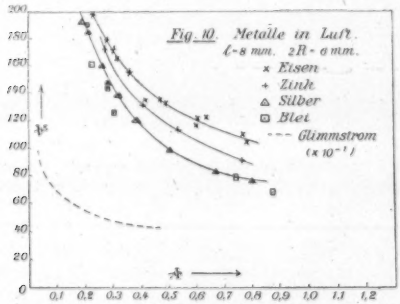

Fig. 10.

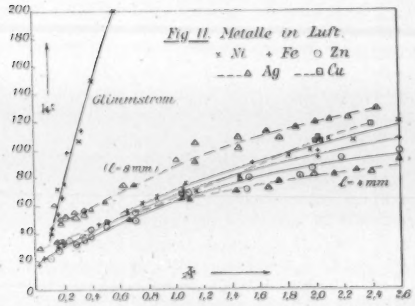

Fig. 11.

Mit Bezug auf die Höhe der Charakteristik ordnen sich die Metalle in der Reihe *Fe*, *Cu*, *Zn*, *Ag*, *Pb*, wie schon v. Lang gefunden hat.[1]) In Fig. 9 und 10 befinden sich auch die Charakteristiken der Glimmentladung (gestrichelt), aber in diesem Falle sind die Ordinaten mit 10 zu multiplizieren. Man sieht, daß die Charakteristiken der Glimmentladung viel steiler verlaufen als diejenigen der Bogenentladung, und daß beim Übergang eine große Unstetigkeit vorhanden ist. Um Messungen in dieser Gegend ausführen zu können, sind aperiodische Instrumente notwendig, um den Schwankungen zu folgen (vergl. § 3). Der Übergang an der Anode ist hier, im Gegensatz zu dem früher erwähnten Verhalten von Kohle, nur mit kleiner Änderung in der Spannung verbunden.

Guye und Monasch[1]) stellten Versuche am Wechselstromlichtbogen zwischen Metallen in Luft an und fanden eine lineare Beziehung zwischen Spannung und Bogenlänge bei konstanter Stromstärke. Bei den dabei angewendeten Stromstärken (0,03—0,07 A) ist, wie aus den oben wiedergegebenen Messungen hervorgeht, eine Lichtbogenentladung noch nicht möglich, sondern es kann sich nur um Glimmstrom handeln. Die von diesen Forschern gefundenen Resultate beziehen sich daher auf die Glimmentladung in freier Luft, welches auch durch die hohen Werte der gefundenen Spannungen bestätigt wird. Dieselbe Bemerkung wäre auch zu der von denselben Verfassern angegebenen Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Atomgewicht[2]) zu machen.

Gekühlte Elektroden.

Mit Hilfe des in Fig. 3 skizzierten Apparats wurde eine Messungsreihe an Metallelektroden in Luft gemacht, indem entweder die Anode oder die Kathode von durchfließendem Wasser gekühlt wurde. Fig. 12 zeigt als Ergebnis, daß bei Kühlung der Kathode die Charakteristik um rund 10 Volt höher liegt, als bei Kühlung der Anode, ein Resultat, welches wieder

1) v. Lang, Centralblatt f. Elektrotechn. **7**, 443, 1885; **9**, 315, 1887.

1) Monasch, Der elektrische Lichtbogen, S. 77.
2) l. c., S. 45.

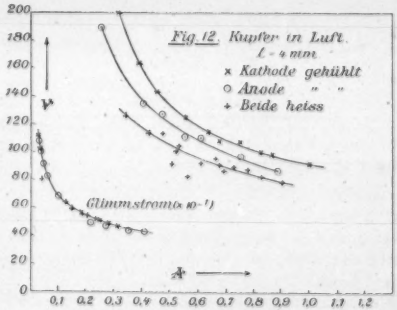

Fig. 12.

mit der erwähnten Theorie des Lichtbogens im Einklang ist.

9. Der Fall von Silber in Stickstoff verdient hervorgehoben zu werden, weil es Arons nicht gelang, einen dauernden Bogen zwischen Elektroden dieses Metalls in Stickstoff zustande zu bringen.[1]) Vermutlich hatte er keine genügend hohe Spannung zur Verfügung.

Die Charakteristiken (Fig. 13) weichen aber

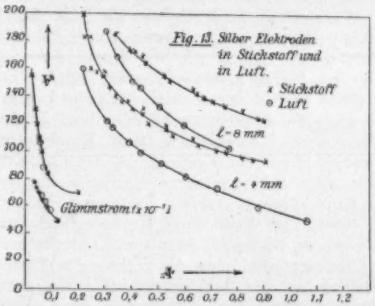

Fig. 13.

wenig von den entsprechenden bei Silber in Luft ab. Bei Silber in Stickstoff, wie auch bei Kupfer in Wasserstoff besaß bisweilen die Kathodenschicht der Glimmentladung die Form einer gezähnten Kreiselscheibe.

10. Metalle in Wasserstoff.

Messungen an Metallelektroden in Wasserstoff werden durch das Schmelzen der Metalle erschwert; Stangen von sogar 15 mm Durchmesser schmelzen beim Übergang des Glimmstroms in den Bogen ab, dies tritt um so deutlicher hervor, je größer der Elektrodenabstand wird. Um diese Schwierigkeit zu überwinden, müssen die Elektroden hier stets gekühlt werden. Zu diesem Zwecke wurde wieder der Apparat von Fig. 3 benutzt. Der Lichtbogen in Wasserstoff brennt ruhiger, wie in Luft, vermutlich, weil die Oxydbildung wegfällt.

Das Glimmstromgebiet wird durch die Kühlung (der Elektroden durch Wasser und des Bogens durch Wasserstoff) und durch die reduzierende Wirkung des Wasserstoffs, welcher die Oberflächen sauber hält, vergrößert. Das geht bei Kupfer so weit, daß es überhaupt nicht gelingt, mit Kupferelektroden in Wasserstoff einen stabilen Lichtbogen herzustellen; Strom und Spannung schwanken immer hin und her, während bei Steigerung der Stromstärke die Elektroden abschmelzen.

Nachdem der Glimmstrom an der Kathodenseite in die Bogenzwischenform übergegangen ist, besteht die Entladung aus einer schwachkegelförmigen Säule, mit ihrer Spitze an der Anode und ihrem mit der Farbe des Metalldampfes leuchtenden Fuße an der Kathode. Die Farbe dieser Säule, zuerst blaßrot, nimmt zu, bis sie bei Stromstärken von 1 A hellrot ist. Bei noch größeren Stromstärken bekommt die Säule einen Saum von derselben Farbe wie an der Kathode.

Die eigentliche Bogenentladung, bei der auch die Anode leuchtenden Dampf aussendet, war in dem untersuchten Gebiete (bis 2,5 A) überhaupt nicht zu erhalten.

In Fig. 14 sind die Charakteristiken für

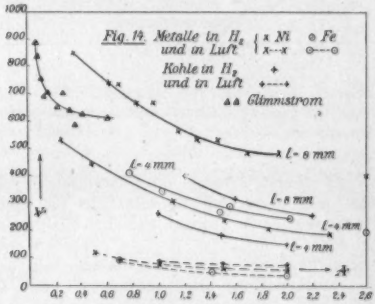

Fig. 14.

Nickel und Eisen (Schmelzpunkt 1500°) gezeichnet, zusammen mit den Charakteristiken derselben Metalle in Luft, sowie mit den Charakteristiken von Kohleelektroden. Man sieht, wie in Wasserstoff ganz allgemein die Charakteristiken viel höher liegen und steiler verlaufen wie in Luft. Während in Luft die Charakteristiken der Metalle mit den Charakteristiken der Kohle so gut wie zusammenfallen, liegen die der Metalle in Wasserstoff wesentlich höher als die der Kohle. Daraus ist ersichtlich, daß einmal die Sauerstoffoxydation ein außerordentlich wirksames Mittel ist, den Elektronenaustritt aus der Kathode zu befördern. Sie drückt, trotz der so viel größeren Wärmeableitung, die Charakteristik der Metalle auf die Werte der Kohle herunter. Andererseits verändert offenbar die Anwesenheit des Wasserstoffs völlig die Potentialverteilung längs des Lichtbogens. Das Anodengefälle verringert sich so stark, daß eine zur Verdampfung der Anode ausreichende Temperatursteigerung dort gar nicht mehr zustande kommt. Auch das Kathodengefälle wird kleiner, so daß die so stark erhöhte Charakteristik die Folge ist. Diesen Einflüssen ist es zu danken, daß eine unverhältnismäßig größere Energie erforderlich ist, um den Lichtbogen zu unterhalten, so daß die

1) L. Arons, l. c.

entwickelte Hitze die Kathode bald zum Schmelzen bringt.

11. Kupfer-Kohleelektroden in Luft und in Wasserstoff.

Fig. 15 zeigt die erhaltenen Charakteristiken.

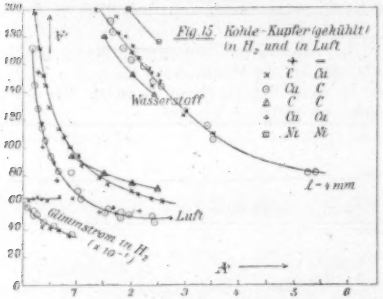

Fig. 15.

In Luft stimmt jedesmal die Charakteristik sehr nahe mit derjenigen überein, die für einen symmetrischen Lichtbogen zwischen Elektroden aus dem Material der Anode gefunden war. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den aus andersartigen Beobachtungen von G. Schulze[1]) gezogenen Schlüssen. Demnach vollzieht sich die Lichtbogenentladung in Luft überwiegend nur in dem Dampf der Anode. Nachdem durch die oben skizzierte Auffassung über das Wesen des Lichtbogenvorganges die Kathode als der fundamental wichtige Teil des Lichtbogens erkannt war, erscheint jene Bedeutung des Anodenmaterials zunächst auffällig. Indes erklärt sich alles folgerichtig, wenn man in Rechnung setzt, daß beim Lichtbogen in Luft das größte Potentialgefälle an der Anode liegt, dort also eine prävalierende Wärmeentwicklung stattfindet, die die Anode heftig zum Verdampfen bringt.

Bei dem Kohlekupferbogen in Wasserstoff erhält man merklich dieselbe Charakteristik, wenn Kohle Anode und wenn sie Kathode ist. Und zwar liegt die Kurve im ganzen ein wenig höher, als die für Kohle in Wasserstoff gefundene. Wie auseinandergesetzt, ließ sich die Kurve für $Cu - Cu$ in Wasserstoff nicht ermitteln, weil die Elektroden sofort abschmelzen, so daß hier der Vergleich mit dieser Kurve fehlt. Statt dessen ist die Kurve für $Ni - Ni$ in Wasserstoff aufgetragen. Aus mehreren Gründen war oben geschlossen worden, daß beim Lichtbogen in Wasserstoff eine andere Verteilung des Potentialgefälles vorhanden sein müsse, so daß das größere Potentialgefälle und die größere Wärmeentwicklung vor der Kathode liegen. Man müßte demgemäß hier erwarten, daß das Material der Kathode wesentlich den Verlauf der Charakteristik bestimme. Indessen läßt der Versuch mit *Cu*-Kohle hierüber keine direkte Entscheidung zu, weil eben eine Unsymmetrie an den Kurven nicht beobachtet wird. Indirekt gibt das gefundene Verhalten aber jener Folgerung recht, wenn man folgende Überlegung anstellt: Die Kurve Kohle — Kohle in Wasserstoff liegt tiefer, wie die Kurve Kohle — Kupfer. Die Kurve $Cu - Cu$ aber dürfte wohl, ähnlich wie die Kurve $Ni - Ni$ über der Kurve Kohle — Kupfer liegen. Das ist schon wegen der so viel stärkeren Wärmeableitung der Elektroden zu erwarten. In dem Falle einer Kohlekathode und Kupferanode bestimmt zwar der Kohledampf die Charakteristik, aber die vergrößerte Wärmeableitung an der Kupferkathode schiebt die Kurve etwas in die Höhe. Im Falle einer Kupferkathode und Kohleanode bestimmt zwar die Kupferkathode die Charakteristik, aber die verringerte Wärmeableitung an der Kohleanode läßt sie etwas herunterrücken. So kommt es, daß beide Fälle eine innerhalb der Versuchsfehler übereinstimmende Kurve liefern können.

12. Die wichtigsten Ergebnisse der vorstehenden Untersuchung sind:

a) An Kohleelektroden in Luft wurde die Ayrtonsche Beziehung $ei = a + bi$ bis zu den kleinsten Stromstärken bestätigt. Und zwar ergab sich:

für die Lichtbogenlänge $l = 8$ mm
$$ei = 49 + 60i,$$
für die Lichtbogenlänge $l = 4$ mm
$$ei = 31{,}5 + 49{,}5i.$$

b) Entzieht man den Elektroden Wärme, entweder durch Kühlung oder durch vergrößerte Elektrodenquerschnitte, so rückt die Lichtbogencharakteristik zu höheren Spannungswerten. Der Einfluß der Wärmeentziehung ist größer, wenn er sich auf die Kathode, als wenn er sich auf die Anode erstreckt.

c) Die durch den Sauerstoff der Luft bewirkte Verbrennung der Kohleelektroden wirkt als sekundäre Ionisationsquelle und drückt die Charakteristik auf niedrigere Spannungswerte herunter. Ein analoger mit Wärmeentwicklung verbundener Prozeß spielt sich offenbar an Kohlen in einer Stickstoffatmosphäre ab. Denn auch hier liegen die Charakteristiken bei tiefen Spannungswerten.

d) Im Wasserstoff und beim Einschlußbogen, wo jene sekundären Prozesse an den Kohlen wegfallen, erhält man sehr hoch liegende Charakteristiken. Ebenso in Wasserdampf. Die extrem hohen Spannungs-

1) Ann. d. Phys. (4) **12**, 828, 1903.

werte in Wasserstoff erklären sich außerdem durch seine hohe Wärmeableitung, dann durch seine große Ionenbeweglichkeit, welche eine Verkleinerung des Kathodengefälles zur Folge hat.

e) Auch in anderen Gasen als in Luft fand sich an Kohleelektroden die Ayrtonsche Beziehung bestätigt.

Es ergab sich

	$l = 8$ mm	$l = 4$ mm
in Luft . .	$ei = 49 + 60i$;	$ei = 31{,}5 + 49{,}5i$
in Stickstoff .	$ei = 35 + 105i$;	$ei = 30 + 62\ i$
bei Luftabschluß und in Wasserdampf	$ei = 300 + 35i$;	$ei = 100 + 70\ i$
i. Wasserstoff	$ei = 455 + 35i$;	$ei = 180 + 60\ i$

f) Bei Kohle in Wasserstoff tritt eine zwischen Glimmstrom und Lichtbogen stehende Zwischenform der Entladung ein, wobei der an der Kathode gebildete Elektrodendampf noch nicht ausreicht, den ganzen Lichtbogen auszufüllen. Auch für sie gilt eine Beziehung von der Form $ei = a + bi$, und zwar wurde gefunden:

$l = 8$ mm	$l = 4$ mm
$ei = 60 + 690\,i$;	$ei = 20 + 410\,i$.

g) Im Gegensatz zu Kohleelektroden läßt sich bei Metallen in Luft schon bei atmosphärischem Druck der Glimmstrom erhalten, der bis etwa 0,5 A Stromstärke besteht. Bei der Bildung des Lichtbogenkraters an der Kathode findet ein großer Sprung zu niedrigeren Spannungswerten statt. Der Übergang an der Anode erfolgt erst bei höheren Stromstärken und vollzieht sich ohne großen Spannungssprung.

h) Die ei:i-Kurven sind bei Metallen in dem Gebiet der kleinen Stromstärken nicht geradlinig, sondern konkav gegen die i-Achse.

i) Luft wirkt auch bei Metallen durch Oxydation wie ein sekundärer Ionisator, bezw. wie eine verminderte Wärmeableitung. In Wasserstoff liegen daher die Kurven bei viel höheren Spannungswerten wie in Luft, aus eben denselben Gründen wie dort.

k) Auch bei Metallen in Wasserstoff tritt die Zwischenform zwischen Glimmstrom und Lichtbogen auf. Die ei:i-Kurve derselben ist hier keine Gerade, sondern konkav gegen die i-Achse.

l) Da ein Lichtbogen als Erreger elektrischer Schwingungen in einem parallel geschalteten Schwingungssysteme um so geeigneter ist, je steiler seine Charakteristik abfällt und je höhere Spannungswerte sie bei kleinen Stromstärken erreicht (je größer a ist), so zeigen die obigen Messungen, warum die von Poulsen[1]) eingeführte Einbettung des schwingungserregenden Lichtbogens in Wasserstoff so wirksam ist. Die Messungen am Einschlußlichtbogen lassen indes erwarten, daß auch er gegenüber dem Lichtbogen in Luft weitgehende Vorteile als Schwingungserreger haben muß. Er dürfte sich in dieser Hinsicht nicht allzusehr von dem in Wasserstoff eingeschlossenen Bogen unterscheiden.

1) W. Poulsen, E.T.Z. 1906, S. 1040.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität, Juni 1907.

(Eingegangen 22. Juni 1907.)

Demonstrations-Apparate für elektrische Schwingungen.

Von E. Grimsehl.

Die im folgenden beschriebenen Demonstrationsapparate sind für die Zwecke des Unterrichts konstruiert. Da in ihnen einige wesentlich neue Apparatenteile und Anordnungen angewandt sind, glaube ich, daß ihre Beschreibung auch für die Leser dieser Zeitschrift einiges Interesse bieten wird, besonders da die Ausführung der Versuche außerordentlich bequem ist und dadurch zur Nachahmung auffordert.

1. Die Kondensatoren. Die Kondensatoren sind nach Art der Franklinschen Tafeln Plattenkondensatoren aus Hartgummi, doch mit dem Unterschied, daß die Belegungen vollständig in Hartgummi eingebettet sind. Zwei rechteckige Zinnfolien von 0,2 mm Dicke und 60×90 mm Flächengröße sind durch eine Hartgummizwischenlage von 0,6 mm Dicke voneinander getrennt; auf beide Außenseiten der Belegungen sind Hartgummiplatten von 1 mm Dicke aufgelegt und das Ganze ist zusammen vulkanisiert, so daß also der Kondensator eine einzige geschlossene Platte bildet. Fig. 1 zeigt einen solchen Plattenkondensator schematisch, der Umriß zeigt die Begrenzung des Kondensators, die gestrichelte Linie bedeutet die eine im Innern liegende Belegung. Am oberen Rande ist die Belegung mit einem seitlichen

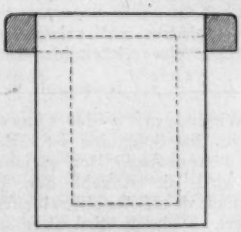

Fig. 1.

Ansatzlappen versehen, der an der Stelle, wo er über die rechteckige Platte hinausragt, bloßgelegt ist und mit einem dickeren Messingbleche umkleidet ist. Die rückseitige, ebenfalls nach außen durch Hartgummi bedeckte Belegung ist in der Figur nur durch ihren Ansatzlappen (oben rechts) punktiert angedeutet, auch dieser Ansatzlappen ist freigelegt und mit einem Messingblech verstärkt. Die Kapazität beträgt annähernd 20 absolute elektrostatische Einheiten. Außer der angegebenen Größe der Kondensatoren werden noch solche von der halben Größe der Belegung, sowie auch solche mit mehreren abwechselnd aufeinander geschichteten Belegungen verwandt.

Beim Gebrauch werden die Kondensatoren in beliebiger Zahl nebeneinander auf zwei im Abstande von 10 cm voneinander auf Hartgummistützen ruhende horizontale Messingdrähte gehängt; so kann also ein Kondensator mit mannigfaltig wechselnder Kapazität hergestellt werden. In Fig. 2 sind drei verschiedene Kon-

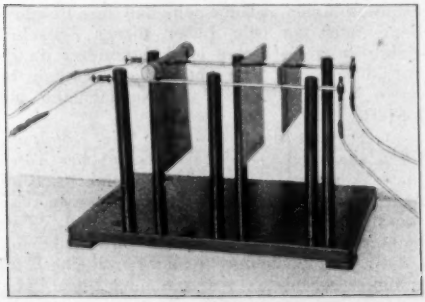

Fig. 2.

densatoren in der angegebenen Weise zusammengestellt. Dadurch, daß die Belegungen auch nach außen isolierend umkleidet sind, ist es erreicht, daß die Kondensatoren während des Betriebes beliebig auf die Messingstangen aufgehängt oder von ihnen abgenommen werden können; wodurch also eine bequeme Abstimmung eines Schwingungskreises während des Betriebes ermöglicht wird.

2. Die variable Selbstinduktion. Die Selbstinduktion eines Solenoids ist durch die Gleichung $L = \frac{4\pi^2 n^2 q}{l}$ bestimmt, wo n die Anzahl der Windungen, q der Querschnitt und l die Länge des Solenoids ist. Bei der gebräuchlichen Anordnung der variablen Selbstinduktion wird die Anzahl der Windungen durch einen auf dem Solenoid schleifenden Kontakt geändert. Dadurch wird aber auch gleichzeitig der Widerstand des Schließungskreises geändert. Wenn man dagegen die Länge l des Solenoids ändert, alles übrige aber unverändert läßt, so ändert man nur die Selbstinduktion umgekehrt proportional mit der Länge. Die Änderung der Länge ist möglich, wenn man das Solenoid nicht auf eine feste zylindrische Unterlage aufwickelt, sondern dasselbe aus stärkerem federnden Kupferdraht nach Art einer Spiralfeder herstellt und dann die Spiralfeder mehr oder weniger auseinander zieht. Man erreicht hierdurch zugleich eine vollständig stetige Änderung, während man beim Ausschalten einzelner Windungen durch einen federnden Kontakt zu einer sprungweisen Änderung veranlaßt wird, wenn man nicht die Spule oder den Kontakt um die Achse rotierend anordnet.

Die Ausführung einer durch Veränderung der Länge der Spule variablen Selbstinduktion zeigt Fig 3. In einer auf einem Grundbrett

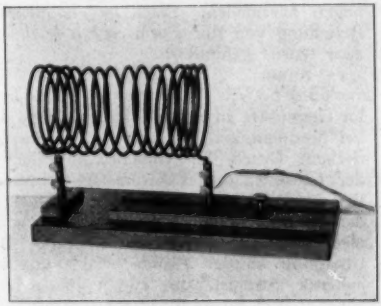

Fig. 3.

isoliert befestigten Klemme ist das eine Ende der Spule eingeklemmt. Das zweite Ende der Spule ist in einer isolierten Klemme eingeklemmt, die auf einem zwischen Schwalbenschwanzführung gleitenden Schlitten aus Hartgummi auf demselben Grundbrett befestigt ist. Bringt man auf der Führung noch eine Längenteilung an, so kann die Größe der Änderung der Selbstinduktion bei Verschiebung des Schlittens sofort berechnet werden. Die auf dem Schlitten als Handhabe dienende Schraube dient gleichzeitig zum Festschrauben des Schlittens an einer bestimmten Stelle. Man kann das in die Klemmen eingesetzte federnde Solenoid leicht gegen ein anderes von anderem Querschnitt oder von anderer Windungszahl auswechseln, kann also auf diese Weise eine Veränderung der Selbstinduktion in den weitesten Grenzen erreichen.

3. Die Funkenstrecke. Zwei einander gegenüberliegende Wandungen eines oben offenen

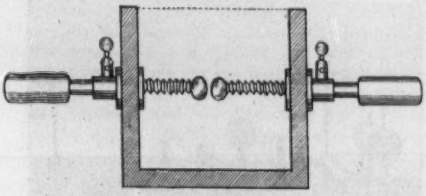

Fig. 4.

rechteckigen Hartgummikastens (Fig. 4) dienen als isolierende Stützen für die Elektroden der Funkenstrecke. Es sind an zwei gegenüberliegenden Stellen Metallfassungen mit Innengewinde aufgeschraubt, auf denen die Zuleitungsklemmen befestigt sind. In das Gewinde paßt je eine Schraube, deren äußeres Ende mit einem Hartgummigriff versehen ist, und auf dessen inneres Ende eine Elektrode aus Zink oder Aluminium aufgeschraubt ist. Abgesehen von der Einfachheit der Montierung ist noch die Annehmlichkeit vorhanden, daß man während des Betriebes die Funkenstrecke von oben beobachten kann, ohne daß das helle Funkenlicht die Beobachtung nach der Seite hin stört. Sollte dies dennoch stören, so kann man irgendeinen beliebigen Deckel aus Holz, Pappe oder Blech oben auflegen, oder auch die obere Öffnung mit einer das Licht dämpfenden gefärbten Glasplatte bedecken.

Die beschriebenen Apparatenelemente sind zu folgenden Anordnungen zusammengestellt.

4. Resonanzversuch nach Lodge (Fig. 5). In die oberen axialen Bohrungen zweier in einer Entfernung von 10 cm voneinander isoliert auf einer Grundplatte festgeschraubten Klemmschrauben, die noch eine Bohrung zur Zuleitung der vom Induktor kommenden Leitung enthalten, sind zwei Messingstäbe von

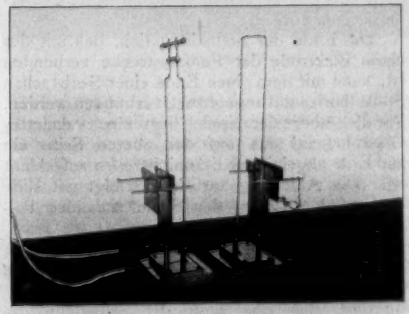

Fig. 5.

etwa 40 cm Länge eingesetzt, die an ihrem oberen Ende einander durch Kröpfung genähert sind und Klemmschrauben zum Festhalten der die Funkenstrecke bildenden Elektroden tragen. Unterhalb der Klemmschrauben werden die Stäbe durch ein Zwischenstück aus Hartgummi im bestimmten Abstande voneinander gehalten. Auf den vertikalen Messingstäben sind zwei aus federnd aufgeschlitzten Messingrohren bestehende Hülsen verschiebbar angebracht, die zwei horizontale Messingarme tragen, auf die die oben beschriebenen Kondensatoren mit ihren Ansatzlappen aufgehängt werden können. Der zweite, als Empfänger dienende Apparat ist ebenso eingerichtet, mit dem Unterschied, daß er anstatt zweier durch eine Funkenstrecke unterbrochene Messingstäbe einen zweimal rechtwinklig gebogenen Messingstab trägt. Die beiden Apparate werden in der durch Fig. 5 dargestellten Weise einander gegenübergestellt. Der Geber mit der Funkenstrecke wird mit einem Induktor verbunden; auf die horizontalen Messingarme werden ein oder einige Plattenkondensatoren gehängt, außerdem wird an das äußere Ende der horizontalen Arme des als Empfänger dienenden Apparates (rechts) eine Geißlersche Röhre als Indikator gehängt. Wird der Induktor in Gang gesetzt (es genügt ein Induktor von wenigen Zentimetern Funkenlänge, die Funkenstrecke braucht nur 1 mm lang zu sein), so leuchtet die Geißlersche Röhre im Empfänger sofort auf, wenn Resonanz der beiden Schwingungskreise besteht. Man kann die Resonanz stören durch Verschieben der Kondensatoren auf den Metallstangen, also durch Änderung der Länge, bezw. der Selbstinduktion des Leiterkreises oder durch Aufsetzen zweier ungleicher Kapazitäten. Wenn man die beiden Apparate in einer Entfernung von etwa 50 cm voneinander aufstellt, so ist die Empfindlichkeit für die Resonanz so groß, daß die Anordnung sehr wohl zum Vergleichen zweier Kapazitäten geeignet ist. Bei geringerer Entfernung braucht natürlich die Abstimmung weniger genau zu sein. Die Versuche, durch die die verschiedene Durchlässigkeit der elektrischen Wellen bei Zwischenschaltung einer Metallplatte oder einer Glasplatte demonstriert werden soll, gelingen mit einer außerordentlich großen Sicherheit, die weit größer ist, als bei der gebräuchlichen Anordnung zweier Leydener Flaschen.

5. Der Tesla-Transformator. In Fig. 6 ist ein Tesla-Transformator, bei dem die Apparatenelemente auf kleinem Raume bequem und übersichtlich angeordnet sind, abgebildet.

L ist die als Primärspule dienende variable Selbstinduktion, deren eines Ende fest ist, deren anderes Ende in die auf dem Schlitten *Sch* stehenden Klemmschraube eingeschraubt ist.

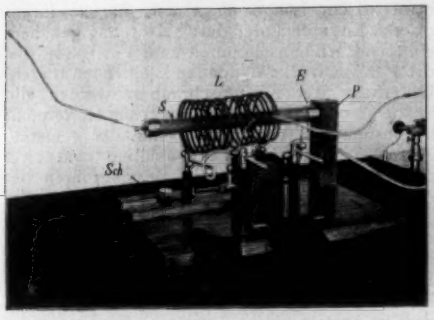

Fig. 6.

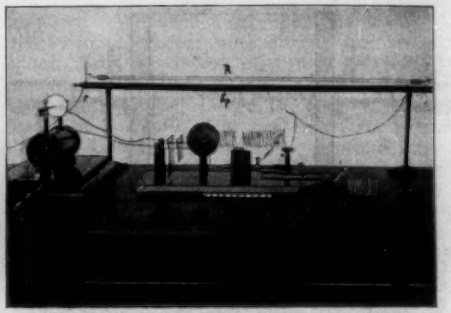

Fig. 7.

Von hier aus geht eine biegsame Leitung nach einer isoliert befestigten Klemmschraube, die eine horizontale Stange *St* zum Aufhängen des einen Ansatzlappens der Kondensatoren trägt (die Kondensatoren liegen abgenommen vorne auf dem Grundbrette, um den Kasten *F* mit der Funkenstrecke nicht zu verdecken). Parallel mit dieser Stange im Abstand von 10 cm ist in einer isoliert befestigten Klemmschraube die zweite Stange *St* angebracht, auf die der zweite Ansatzlappen der Kondensatoren zu hängen kommt. Diese zweite Klemme ist mit dem einen Pol der Funkenstrecke *F* verbunden, während der andere Pol der Funkenstrecke an das feste Ende der Primärspule angeschlossen ist. Die Zuleitungsdrähte vom Induktor werden an den die Stangen *St* tragenden Klemmen befestigt. Die Sekundärspule *S* ist axial innerhalb der Primärspule *L* leicht auswechselbar angeordnet. In einem auf dem Grundbrette stehenden Holzprisma *P* ist eine wagerechte hölzerne Stange befestigt, auf die die auf ein Glasrohr aufgewickelte Sekundärspule aufgeschoben wird. Das eine Ende *E* der Sekundärspule wird an Erde gelegt, während das freie Ende dann mit der die Büschelentladung demonstrierenden (in der Figur nicht abgebildeten) Antenne oder einem Strahlungsapparat verbunden wird. Die leichte Auswechselbarkeit der Sekundärspule und die leichte Abstimmbarkeit der Schwingungen des primären Schwingungskreises durch die variable Selbstinduktion *L* und die variablen Plattenkondensatoren gestattet, jeden beliebigen Teslaversuch leicht und sicher mit den mannigfaltigsten Schwingungsverhältnissen auszuführen.

6. Variabler Schwingungskreis mit Seibtscher Spule. Die Zusammenstellung der Apparatenelemente zu den Versuchen mit der Seibtschen Spule ist in Fig. 7 in der Ausführung abgebildet, wie sie von E. Leybolds Nachf. in Köln nach meinen Angaben gebaut wird. Wir erkennen hier links auf dem Grundbrett den variablen Plattenkondensator, dem noch ein kreisförmiger Luftkondensator mit veränderlichem Plattenabstand parallel geschaltet ist. Die Platten des Luftkondensators sind ebenfalls vollständig in Hartgummi eingeschlossen, um Funkenentladungen zwischen den Platten zu vermeiden. Allerdings treten hier bei zu geringem Abstand und zu großer Funkenstrecke stille Entladungen auf, die stark dämpfen und so jede Schwingung unmöglich machen. Man hat daher bei der Einstellung darauf zu achten, daß die Platten nicht zu nahe zusammen kommen.

An den einen Pol der kombinierten Kondensatoren ist die eine Elektrode der Funkenstrecke, an den anderen Pol das eine Ende der Selbstinduktion angelegt, deren anderes Ende mit der zweiten Elektrode der Funkenstrecke verbunden ist. Die variable Selbstinduktion besteht aus zwei Teilen: die eine Drahtspule (in der Figur links) kann beliebig ausgewechselt werden. Die Enden befinden sich in einem durch feste Klemmen bestimmten Abstande, die zweite Drahtspule ist durch Auseinanderziehen variabel. Es ist also eine zweifach variable Kapazität und eine zweifach variable Selbstinduktion angewandt, die alle für Versuchszwecke erwünschten Kombinationen ermöglichen.

Das Ende der Selbstinduktion, das mit der einen Elektrode der Funkenstrecke verbunden ist, kann mit dem einen Ende einer Seibtschen Spule (horizontal angeordnet) verbunden werden. Parallel über der Spule liegt ein evakuiertes Glasrohr, auf das auf der oberen Seite ein zur Erde abgeleiteter Stanniolstreifen aufgeklebt ist. Die Ableitung zur Erde erfolgt mit Hilfe der auf den Enden der Spule sitzenden Polklemmen.

Zur Ausführung der Versuche braucht man nur die beiden Metallstangen, auf denen die Kondensatoren liegen, mit den Polen des Induktors, das eine Ende der Selbstinduktion mit dem einen Ende der Seibtschen Spule zu

verbinden und eine Endklemme der Aufhängung für das Glasrohr an Erde zu legen. Die Veränderung der Kapazität und der Selbstinduktion hat ein Aufleuchten der evakuierten Glasröhre zur Folge, die je nach der Größe der Kapazität und Selbstinduktion ein bis acht Wellenbäuche längs der Glasröhre anzeigt.

Will man die induktive Koppelung des Schwingungskreises mit der Seibtschen Spule ausführen, so nimmt man den Teil der Selbstinduktion, der zwischen den festen Klemmen liegt, heraus und biegt aus umsponnenem Draht eine große Drahtschleife, die die Seibtsche Spule einschließlich Indikatorrohr umgibt. Nur bei einer bestimmten Stellung der Drahtschleife über der Spule erfolgt das beste Ansprechen des Rohres, nämlich dann, wenn die Schleife gerade über einem Schwingungsbauche ist, während dann, wenn sie sich in der Ebene eines Spannungsbauches befindet, trotz abgestimmter Resonanz nur ein schwaches Aufleuchten des Glasrohres erfolgt.

7. Hertzscher Erreger für Drahtwellen. Ich hatte den Wunsch, für Unterrichtszwecke einen möglichst einfachen Erreger, der außerdem abstimmbar ist, zu bauen, und kam so zu der folgenden Konstruktion, die sich durchaus bewährt hat. Durch zwei gegenüberliegende Wandungen eines Hartgummikastens (Fig. 8)

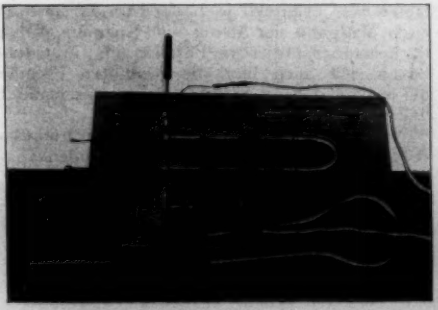

Fig. 8.

sind zwei Elektroden für Funkenentladung, ähnlich wie bei No. 3 hindurchgeführt. In derselben Höhe sind durch die eine Längswandung des Kastens zwei mit Zinkkugeln versehene Messingrohre hindurchgeführt, die in zwei Hartgummisäulen festgeklemmt sind. In diese Rohre paßt ein U-förmig gebogenes Rohr, das sich posaunenartig verschieben und auch durch ein anderes größeres Stück ersetzen läßt. In den im Kasteninneren sitzenden Zinkkugeln sind in einer Öse zwei dünne Kupferdrähte befestigt, die durch zwei kleine Löcher in der gegenüberliegenden Wand des Hartgummikastens hindurchführen und dann zu Ösen gebogen sind. In diese Ösen werden dünne Kupferdrähte von etwa 4 m Länge eingeknüpft und am entgegengesetzten Ende an einen Hartgummiklotz geführt, auf dessen oberer Fläche eine kleine 4 cm lange mit Helium gefüllte Geislerröhre angebracht ist. Diese Röhre dient als Indikator für die elektrischen Spannungsdifferenzen an den Drahtenden. Der Hartgummiklotz wird mittels zweier zusammengeknüpfter Schnüre an einem beliebigen Stativ befestigt, und hierdurch werden die Kupferdrähte stramm gespannt. Die Funkenelektroden werden mit einem kleinen Induktor verbunden. Legt man nun in die Nähe der Heliumröhre eine an einem Hartgummigriff befestigte Drahtbrücke auf und verschiebt sie dann, so tritt an mehreren Stellen ein helles Leuchten der Heliumröhre auf. Man sucht die Stelle der maximalen Helligkeit auf. Jetzt legt man der Reihe nach noch andere Brücken auf, die man einzeln so lange verschiebt, bis stets das Maximum des Aufleuchtens auftritt. Es ergibt sich alsdann, daß der Abstand der Brücken mit der Länge des posaunenartigen Erregers übereinstimmt. Bei Veränderung der Länge des Erregers ändert sich auch die günstigste Lage der Drahtbrücken. Bei der Einstellung der doppelten Funkenstrecke ist zu beachten, daß man die eine Funkenstrecke möglichst klein, bis fast zur Berührung der Elektrode mit der einen Zinkkugel wählt, dann kann man durch Veränderung der zweiten Funkenstrecke eine möglichst günstige Schwingung erhalten. Fig. 9 zeigt den ganzen Aufbau des Versuches,

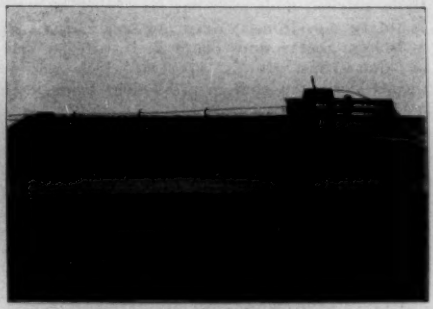

Fig. 9.

bei dem nur die Länge der Drähte zu kurz gezeichnet ist. Es reicht aber schon eine Länge von 3 m vollständig aus. Dadurch, daß die Hartgummihalter der Drahtbrücken so lang gewählt sind, daß sie mit ihren Enden auf dem Tische liegen, liegen sie fest und auch so, daß man sie im Dunkeln leicht wieder auffinden

kann. Der in Fig. 8 neben dem Erreger gezeichnete Bügel, der in die beiden Röhren statt des kurzen Bügels gesteckt werden kann, ist so weit auseinander gebogen, daß man eine kleine Induktorspule in die kreisförmige Windung stecken kann, um auch hier die induktive Wirkung des Wechselstromes nachzuweisen und zu untersuchen.

Anmerkung: Die beschriebenen Apparate werden von E. Leybolds Nachf. Köln und A. Krüß Hamburg nach meinen Angaben hergestellt.

Hamburg, Physikalisches Laboratorium der Oberrealschule a. d. Uhlenhorst, 15. Juni 1907.

(Eingegangen 16. Juni 1907.)

Die Vergrößerung der Schlagweite elektrischer Funken.

Zur Notiz von Herrn v. Wesendonk: Über einige Beobachtungen Hrn. Palmers.

Von Max Toepler.

Am Schlusse einer kürzlich veröffentlichten[1]) Notiz schreibt Hr. v. Wesendonk folgendes:

„Zur Orientierung über solche Fragen geben Hrn. M. Toeplers ausgedehnte Untersuchungen manche Anhaltspunkte, wenn man sich auch dabei vor zuviel Schablonenhaftem etwas hüten muß. Man vermißt z. B. Angaben über das von Warren de la Rue bemerkte und vom Verf. gelegentlich bestätigte leichtere Auftreten negativer Funken bei kleinen Schlagweiten an stark gekrümmten Elektroden gegenüber positiven solchen und auch das so oft beobachtete leichtere Ausströmen der negativen Elektrizität zwischen Spitze und Platte z. B. tritt zu sehr in den Hintergrund, während doch gerade dieses Verhalten sich in praxi sehr bemerklich macht."

Hierzu möchte ich folgendes bemerken:

Meine zitierten Arbeiten geben nicht Referate. Nachdem ich öfters ausdrücklich gesagt habe, daß meine Untersuchungen und Zusammenfassungen kleinste Schlagweiten (unter 2 cm), kleinste Spannungen und die Erscheinungen bei schwächsten Strömen nicht mit umfassen sollen, hatte ich nicht Veranlassung, auf das auf diesem Gebiete vorhandene Material einzugehen. Ich konnte daher hier mit Wissen noch manche weiteren wichtigen Untersuchungen als die von Hrn. v. Wesendonk genannten unerwähnt lassen. Auch alles über das Verhalten möglichst feiner Spitzen Bekannte ist nicht mit behandelt, da es nicht in mein engeres Untersuchungsbereich gehörte.

1) Diese Zeitschr. 8, 395, 1907.

Daß sich die Fülle aller Entladungserscheinungen nicht unter allen Umständen auf die Formen (Schablonen): Glimmen-Büschel, Streifen, Büschellichtbogen, Lichtbogen aufteilen läßt, habe ich öfters hervorgehoben (auch können an gleicher Elektrode gleichzeitig mehrere Formen koexistieren, je nach der Feldbeschaffenheit an der Ausströmungsstelle). Jedenfalls umfassen jedoch genannte Formen unter sonst einfachen Bedingungen (einfach gestalteten Elektroden und vor allem möglichst stetiger Stromzufuhr) jederzeit leicht reproduzierbare Entladungsprozesse bestimmter Art, denen bestimmte Konstanten, z. B. Charakteristik, Grenzspannung, Grenzstromstärke, zukommen, welche der Messung wohl wert waren und sind. Durch Bestimmung derartiger Konstanten ließ sich dann aus dem Chaos der Lichterscheinungen ein festes umfassendes Gerippe herausschälen (schablonisieren), welches relativ sehr leicht ein Wiederfinden von bestimmten Formen, von bestimmten Übergängen von Formen in andere u. dergl. gestattet, und dies auch unter den verschiedensten Versuchsanordnungen.

Während beim Arbeiten mit stetiger Stromzufuhr (Stromstärken über 0,05 Milliamp.) die genannten Schablonen jederzeit charakteristisch und scharf unterscheidbar auftreten, verwischen sich ihre Merkmale etwas bei Stoßentladung (Induktor, Wechselstrom, Teslaströme). Auch treten hier eventuell je bei jedem Stromstoße nach Maßgabe der Strom- und Spannungsfolge nacheinander mehrere Formen auf. Trotzdem lassen sich auch hier die genannten Formen bei einiger Übung meistens leicht auseinander halten.[1])

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei schwächsten Strömen, ungenügender Elektrodenkapazität, Störungen in der stetigen Stromzufuhr, d. h. bei Anwendung stromschwacher Influenzmaschinen oder dergl. Hier hat man es mit z. T. stark in ihrer Ausbildung verkümmerten Formen zu tun. Die angegebenen typischen Formen „Glimmen, Büschel und Streifen" fand ich schon, ausgewählt von anderer Seite aus Beobachtungen gerade mit schwachen Strömen, bei Beginn meiner Untersuchungen mit stärkeren Strömen vor. Es ist gewiß ein gutes Zeichen für die brauchbare Wahl dieser Schablonen und für die Zweckmäßigkeit ihrer

1) So war es mir z. B. möglich, an dem großen Transformator der Porzellanfabrik in Hermsdorf durch einfache Messung der effektiven Funkenspannung und Identifizierung der Funkenbildungsspannung mit der „Anfangsspannung" den Scheitelfaktor zu bestimmen (vergl. Ann. d. Phys. **22**, 119, 1907), ebenso an einem Transformator des elektrotechnischen Institutes Dresden aus effektiver Funkenspannung und Identifizierung derselben mit der „Grenzspannung von Büschelentladung" in letzterem konkreten Falle den Scheitelfaktor zu 1,8 bis 1,9 abzuschätzen; in beiden Fällen haben Oszillographenaufnahmen inzwischen meine Vorhersagung bestätigt.

Einführung, daß sich dieselben zwanglos zur Schilderung des erweiterten Strombereiches anwenden ließen, und daß im ganzen Bereiche von den schwächsten Strömen bis zu den stärksten (mit Lichtbogenbildung) sich nur noch die Neueinführung einer einzigen Form, des „Büschellichtbogens" nötig machte, welch letztere Form dann später von mir als mit dem bekannten Glimmstrome (welcher in Geißlerröhren auch schon bei schwachem Strome auftritt) identisch erkannt wurde.

An eine kritische Besprechung einer Arbeit von Hrn. Palmer, ausgeführt mit stromschwacher Maschine, knüpft Hr. v. Wesendonk seine eingangs zitierte Warnung an. Ich hege gerade im Gegenteil den Wunsch, daß auch hier Arbeiten, in denen für beobachtete Entladungsphänomene eine genaue Angabe, welcher Form, welchem Grenzübergange oder dergl. dieselben angehören (sowie über Stromstärke- und Spannungsverhältnisse), fehlen, allmählich aus der Abhandlungsliteratur verschwinden möchten; meiner Meinung nach sind wir aus dem Anfangsstadium derartiger regelloser (schablonenfreier) Aufzeichnung von Einzelbeobachtungen heute auf dem Gebiete der Gasentladungen endlich heraus.

Dresden, den 21. Juni 1907.

(Eingegangen 22. Juni 1907.)

Über Temperaturstrahlung. [1])

Von F. Paschen.

Herr C. Fredenhagen führt in Ann. d. Phys. **20**, 169, 1906 einen Versuch von mir an, bei dem Kohlensäure durch eine elektrisch geheizte Platinspirale geblasen wurde, wobei Temperaturdifferenzen von 500° zwischen dem unteren und oberen Ende des Gasstromes vor dem Spalte auftraten, wenn die Temperatur unten 973° C betrug. Er sagt, mit derartigen Temperaturdifferenzen seien bei Kohlensäure und Wasserdampf chemische Umsetzungen möglich. Es wäre interessant, das Aussehen der Spektren dieser Gase bei Vermeidung chemischer Umsetzungen kennen zu lernen, da es sich erst dann zeigen könnte, wie weit es sich bei den Paschenschen Messungen um reine Temperaturstrahlung bezw. um Chemilumineszenz handelt. Dabei zitiert Hr. Fredenhagen die Arbeiten von mir, in denen solche Versuche vorliegen, bei denen die Temperaturdifferenzen jedenfalls sehr gering waren.

Diese Zeitschr. **8**, 89, 1907 sagt Hr. Fredenhagen noch, er habe darauf hingewiesen, daß die Paschenschen Versuche nicht unbedingt zu dem Schlusse berechtigten, daß Bandenemissionsspektra infolge reiner Temperaturerhöhung entstehen könnten.

Aber ein halbes Jahr später, diese Zeitschr. **8**, 407, 1907, äußert sich Hr. Fredenhagen bereits unbedingt so: „Daß die Paschenschen Versuche über die Emission der Kohlensäure und des Wasserdampfes nicht als Beweis für eine Temperaturstrahlung angesehen werden können, habe ich schon an anderer Stelle dargelegt".

Durch das Ungewöhnliche der Verallgemeinerung von einem einzelnen Versuche auf „die Paschenschen Versuche", Versuche, welche in mehreren Modifikationen ausgeführt wurden, sehe ich mich veranlaßt, folgendes festzustellen:

Die Gase wurden bei meiner zweiten Publikation (Wied. Ann. **51**, 1, 1894) in Röhren erhitzt und in ihnen untersucht. Die Temperaturdifferenzen wurden dabei mit einem Thermoelemente gemessen und als geringfügig gefunden. Bei 480° kamen höchstens Temperaturdifferenzen von 50°, bei 180° solche von 15° vor. Die vergleichenden Versuche über Emission und Absorption derselben Gasmasse wären sonst unmöglich gewesen, ebenso die Vergleichung der Stärke der Emission der einen Kohlensäurebande mit der Emission des Rußes bei verschiedenen Temperaturen. Bei 180° mit Differenzen von ± 15° treten mit Kohlensäure keinerlei chemische Umsetzungen ein. Die Emission ist dabei aber ohne Zweifel von mir nachgewiesen (schon in der ersten Arbeit Wied. Ann. **50**, 409, 1893, Fig. 9 für 100° mit Differenzen von ± 5°). Es scheint mir daher unwahrscheinlich, daß noch reinere Versuche mit noch geringeren Temperaturdifferenzen diese Emission zum Verschwinden bringen sollten. Wenn Hr. Fredenhagen aber dies behaupten will, so kann er es nur durch solche Versuche beweisen.

(Eingegangen 17. Juni 1907.)

[1]) Bemerkung zu Behauptungen des Hrn. C. Fredenhagen über Versuche von mir.

BESPRECHUNGEN.

A. Wangerin, Franz Neumann und sein Wirken als Forscher und Lehrer. 8°. X u. 185 S. Mit einer Textfigur und einem Bildnis Neumanns in Heliogravüre. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1907. M. 5.50, geb. M. 6.20.

Die Materie des letzterschienenen Heftes der Sammlung „die Wissenschaft" bildet die Biographie eines großen Gelehrten, des Königsberger Physikers und Mathematikers Franz Neumann. Nicht mit Flittern äußeren Glanzes umgibt A. Wangerin die markante Persönlichkeit dieses Mannes, für dessen edle Be-

scheidenheit und herzgewinnende Güte er aber nicht genug Worte finden kann. In schlichten einfachen Worten schildert der Verfasser die harten Entwicklungsjahre mit ihren zahlreichen Entbehrungen, die der Lehrer und Forscher Neumann durchzumachen hatte, um sich dann eingehend mit Neumanns wissenschaftlichen Arbeiten zu befassen. Neumanns erste Arbeiten liegen auf kristallographisch-mineralogischem Gebiet. Später sind es Beiträge zur Wärmelehre, Optik und Elastizitätstheorie. Aus der Elektrizitätslehre bearbeitete er die induzierten Ströme. Seine bedeutendste mathematische Arbeit ist diejenige über Kugelfunktionen. Das Buch enthält ferner Mitteilungen über Arbeiten aus Neumanns Seminar und Laboratorium.

Nicht ohne ein gewisses Mitleid wird man das letzte Kapitel lesen, welches von Neumanns Bestrebungen zur Errichtung eines physikalischen Laboratoriums berichtet.

Das Buch ist eine wertvolle Bereicherung der Biographiesammlung berühmter Physiker.

Joh. Rautenkrantz.

(Eingegangen 4. April 1907.)

H. S. Carslaw, Introduction to the theory of Fourier's series and integrals and the mathematical theory of the conduction of heat. 8. XVII u. 434 S. mit einigen Figuren. London, Macmillan and Co., Ltd. 1906. Gebunden 14 sh. net.

Der Verfasser hat es in ausgezeichneter Weise verstanden, den abstrakten Gegenstand seines Werkes dem Leser durch klare Darstellung und an der Hand zahlreicher instruktiver Figuren näher zu bringen. In anerkennenswertem Maße sucht der Autor auch der physikalischen Seite der Sache durch Anschluß an experimentell wichtige und untersuchte Fälle gerecht zu werden.

E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

August Toepler, Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode. Ein Beitrag zur Experimentalphysik. Herausgegeben von A. Witting. 8. 62 S. mit 1 Bildnis v. Toepler u. 4 Tafeln. Kart. M. 1.50.

— Beobachtungen nach der Schlierenmethode. Herausgegeben von A. Witting. 8. 103 S. mit 4 Tafeln u. 1 Textfigur. Kart. M. 3.—. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften. Nr. 157/58.) Leipzig, W. Engelmann. 1906.

Die Neuausgabe der klassischen Arbeiten August Toeplers im Anschluß an seine Entdeckung der Schlierenmethode dürfte mit besonderer Genugtuung begrüßt werden, stellen doch diese Untersuchungen nicht nur ihrem Inhalte, sondern auch ihrer Form nach Musterbeispiele zielbewußter physikalischer Forscherarbeit dar.

E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

Briefkasten.

Herr W. P. White bittet uns, zu seiner in dieser Zeitschrift **8**, 325, 1907 erschienenen Arbeit: „Die Konstanz der Thermoelemente" nachträglich mitzuteilen, daß diese Arbeit eine erheblich erweiterte Umarbeitung einer in der „Physical Review" **23**, 449, Dezember 1906 erschienenen ausführlichen Abhandlung ist.

Die Redaktion.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Fr. Henning für Physik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. R. Franke (bisher an der Technischen Hochschule Hannover) für Instrumenten- und Apparatenbau.

Berufen: Professor Dr. K. Oertel, Beobachter an der Münchener Sternwarte zum o. Professor für Geodäsie an die Technischen Hochschule in Hannover, der a. o. Professor der Geodäsie an der Universität Göttingen Dr. M. Brendel an die Akademie für Sozialwissenschaften in Frankfurt a. M. als Professor der Mathematik, der etatmäßige Professor an der Bergakademie Klausthal Dr. Jakob Horn als o. Professor der höheren Mathematik an die Technische Hochschule in Darmstadt (als Nachfolger des in den Ruhestand getretenen Prof. Dr. Gundelfinger), der o. Professor der Physik an der Universität Rostock Dr. Dieterici in gleicher Eigenschaft an die Universität Kiel (als Nachfolger Lenards).

Ernannt: Der a. o. Professor für technische Physik und landwirtschaftliche Maschinenkunde an der Universität Göttingen Dr. Ludwig Prandtl zum o. Professor.

Gestorben: Der Leiter des Carl Zeiß-Werkes und langjährige Mitarbeiter von Professor Abbe Professor Dr. S. Czapski in Jena.

Gesuche.

Für das **Physikalische Institut** der **Technischen Hochschule** zu Darmstadt werden zum Herbst d. J. zwei

Assistenten

(promovierte Physiker) **gesucht.** Bewerbungen sind zu richten an

Prof. Dr. K. Schering,
Darmstadt, Hochschul-Straße 2.

Am **Institut für Angewandte Elektrizitätslehre der Universität Göttingen** ist am 1. August (spätestens 1. Oktober) die

Assistentenstelle

zu besetzen. Nur promovierte Physiker oder elektrotechnisch durchgebildete Diplom-Ingenieure mit Experimentiergeschick wollen sich bewerben.

Prof. Dr. Herm. Th. Simon.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.